
Bestimmung von Größen- und Formfaktoren von Schnee anhand von Messungen am Schneefernerhaus

Dominik Siebler



München 2010

Bestimmung von Größen- und Formfaktoren von Schnee anhand von Messungen am Schneefernerhaus

Dominik Siebler

Diplomarbeit

Erstgutachter

Dr. M. Hagen

Zweitgutachter

Prof. Dr. B. Mayer

Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

11. Februar 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Projekt TOSCA	4
2.1	Messort Schneefernerhaus/Zugspitze	5
2.1.1	Das Schneefernerhaus	5
2.1.2	Klimatologische Voraussetzungen	6
2.2	Das 2D-Video-Distrometer	7
2.2.1	Das Arbeitsprinzip	7
2.2.2	Das Matching-Problem	8
2.2.3	Größen- und Formparameter	9
2.3	Weitere Messgeräte	10
2.3.1	Parsivel	10
2.3.2	Wolkenradar	11
3	Theorie	13
3.1	Größenverteilungen und deren Beschreibung	13
3.1.1	Gamma-Verteilung	14
3.1.2	Exponentielle Verteilung	14
3.1.2.1	Der χ^2 -Fit	14
3.1.2.2	Die Momentenmethode	15
3.2	Verwendete Parameter	17
3.2.1	Die Fallgeschwindigkeit	17
3.2.2	Das Volumen und der volumen-äquivalente Durchmesser	18
3.2.3	Die Maximale Dimension	18
3.2.4	Die Rauigkeit	19
3.2.5	Das Aspektverhältnis	19

3.2.6	Die Massendichte	19
3.2.7	Die Schneefallrate	20
3.2.8	Die vertikal integrierte Reflektivität	21
4	Auswertung	22
4.1	Datenbank	22
4.1.1	Vorhandene Daten	22
4.1.2	12. Februar 2009	24
4.1.3	20. Februar 2009	26
4.1.4	19. März 2009	28
4.1.5	20. März 2009	30
4.2	Charakterisierung von Schneeereignissen	32
4.2.1	Analyse des Steigungsparameters Λ	32
4.2.2	Betrachtung der Schneefallrate anhand von Zeitreihen	33
4.2.3	Untersuchung des Übergangs verschiedener Wolkendicken	36
4.2.4	Analyse ausgewählter Korrelationen	37
4.2.4.1	Korrelationen von Λ, μ und N_0	37
4.2.4.2	Korrelationen von Formparametern	40
4.2.4.3	Die Temperatur	42
4.2.4.4	Die Schneefallrate	46
4.2.4.5	Die vertikal integrierte Reflektivität	48
5	Ausgewählte Parametrisierungen	50
5.1	Parametrisierung anhand der Schneefallrate	50
5.2	Parametrisierung anhand der Temperatur	53
6	Zusammenfassung und Ausblick	54
	Literaturverzeichnis	57
	Erklärung	61
	Danksagung	63

Kapitel 1

Einleitung

In der Nacht zum 1. November 2009 wurde das “Amt für Wetterbeeinflussung” in China aktiv. Wochenlang hatte es in Chinas Hauptstadt nicht mehr geregnet. Nun waren also endlich dunkle Wolken über Peking aufgezogen, nur ließen diese nicht die erhoffte Menge an Niederschlag fallen. Das rief Chinas “Wettermacher” auf den Plan. Sie veranlassten, dass tonnenweise Chemikalien (z.B. Silberiodid) in die Wolken geschossen wurden, um diese abregnen zu lassen. Allerdings hatten sie ihre Rechnung ohne die von Norden einfließende trockene Kaltluft gemacht. Der einsetzende Niederschlag fiel in die in unteren Schichten eingeflossene Kaltluft, verdunstete teilweise und führte so zu einer weiteren Abkühlung der ohnehin schon kalten Luft. Der erhoffte Niederschlag dürfte mit elf Litern pro Quadratmeter durchaus zur Zufriedenheit des “Wetteränderungsamtes” ausgefallen sein. Das Problem: Statt zu regnen begann es plötzlich heftig zu schneien! Das völlig unerwartete Schneechaos verursachte neben Störungen in der Stromversorgung erhebliche Verkehrsprobleme mit zahlreichen Unfällen auf Pekings ohnehin verstopften Straßen und war verantwortlich für den Ausfall von rund 200 Flügen am internationalen Flughafen. Unabhängig davon, ob das dichte Schneetreiben tatsächlich von Chinas “Wettermachern” ausgelöst wurde - dies darf erheblich angezweifelt werden - oder Chinas Propagandamaschine nur Aufsehen in der Welt erregen wollte und es auch ohne Nachhelfen geschneit hätte, kann man abschätzen, welche großen Schäden unerwartet einsetzender Schneefall hervorrufen kann. Dass derartige Ereignisse oft unerwartet eintreten, hat seinen Grund nicht zuletzt darin, dass Schneefall und dessen Eigenschaften lange nicht so gut verstanden sind wie Regen. Betrachtet man die extremen Unsicherheiten in der Prognose von gefrorenen Hydrometeoren in der numerischen Wettervorhersage und in Klimamodellen (Stephens et al., 2002), muss es ein wichtiges Ziel der Meteorologie sein, seriöse Messungen und Vorhersagen von Schneefall und allgemein des Eiswassergehaltes von Wolken machen zu können. Die Evaluation neu entwickelter Modell-Parametrisierungen der Mikrophysik von Eis (Seifert and Beheng, 2006) kann nur durch gemessene Datensätze von Eiswolken und gefrorenem Niederschlag erreicht werden (Kneifel et al., 2010).

Niederschlag in der Eisphase leistet einen großen Beitrag zum globalen Gesamtniederschlag. Aber gerade in mittleren und hohen Breiten, wo die gefrorene Phase einen Hauptteil des Niederschlages ausmacht (Ellis et al., 2009) oder der Niederschlag zumindest über die Eisphase entsteht, ist dieser Teil des hydrologischen Zyklus auch aufgrund der daraus entstehenden wirtschaftlichen Schäden und Gefahren im Alltag besonders wichtig.

Die Klassifizierung von Schnee (Nakaya, 1954; Liu, 2008) und die Bestimmung von Größen- und Formparametern, sowie dessen Fallgeschwindigkeit ist schon seit mehr als 50 Jahren Teil der Forschung. Marshall and Palmer (1948) regten an für Größenverteilungen von Regen eine exponentielle Parametrisierung anzunehmen. Gunn and Marshall (1958) und Ohtake (1969) verwendeten diese Parametrisierung auch für Schnee. Sie sammelten Schneeflocken auf gebürsteter Angora-Wolle (Gunn and Marshall, 1958) bzw. mit Silikon bearbeiteter Seidenwolle (Ohtake, 1969), schmolzen die Flocken ein und erstellten Größenverteilungen anhand der geschmolzenen Teilchendurchmesser. Sekhon and Srivastava (1970) untersuchten ebenfalls die Anpassung eines exponentiellen Fits an Schnee-Größenverteilungen und beschäftigten sich vor allem mit den Auswirkungen des Abschneidens einer Verteilung bei größeren Durchmessern. Ulbrich (1983) wich erstmals von einer exponentiellen Parametrisierung für Größenverteilungen von Niederschlag ab. Er betonte, dass gerade auch die Abweichungen von der exponentiellen Größenverteilung großen Einfluss auf andere Niederschlagsparameter hätten. Als Folge dessen forderte er Größenverteilungen von Regen mit Hilfe einer dreiparametrischen Gamma-Verteilung zu beschreiben. Später wurde diese Gamma-Verteilung auch auf Verteilungen von gefrorenen Hydrometeoren angewandt (z.B. Brandes et al., 2007). Langleben (1954) bestimmte erstmals die vertikale Fallgeschwindigkeit von Schneeaggregaten mit Hilfe einer Kamera. Anhand der während der Belichtungszeit der Kamera zurückgelegten Distanz konnten individuelle Geschwindigkeiten der Partikel gemessen werden. Locatelli and Hobbs (1974) bestimmten einen Zusammenhang zwischen der Masse der Partikel und deren Fallgeschwindigkeit mit Hilfe von zwei vertikal versetzten Lichtbändern. Anhand des Zeitintervalls zwischen den Intensitätsänderungen der beiden Lichtbänder und deren vertikalen Abstandes berechneten sie die Fallgeschwindigkeit der Teilchen. Mittlerweile basieren viele Messgeräte zur Bestimmung der Größe und Form der Partikel auf der Abschattung von Lichtstrahlen (Hauser et al., 1984). Schönhuber et al. (1994) stellten ein optisches Distrometer zur Bestimmung von Größen- und Formparametern, sowie der Fallgeschwindigkeit von Hydrometeoren auf Basis von Video-Kameras vor.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, Zusammenhänge wichtiger Parameter zur besseren Parametrisierung der Eisphase von Niederschlag in Klimamodellen, in der numerischen Wettervorhersage und in Radarsimulationsrechnungen zu finden. Zu den untersuchten Größen zählen neben Formparametern von Schnee vor allem Größenparameter, welche aus Anpassungen an Größenverteilungen erhalten werden. Des Weiteren werden Zusammenhänge dieser Parameter mit der Schneefallrate und der Temperatur, sowie der vertikal integrierten Reflektivität untersucht.

Kapitel 2 verschafft hierbei einen Überblick über das Projekt TOSCA, welchem diese Diplomarbeit entstammt. Nach einer kurzen Einführung in die Intention dieses Projektes wird auf den Messort Schneefernerhaus auf der Zugspitze mitsamt seiner Geschichte und der klimatologischen Voraussetzungen eingegangen. Außerdem liegt der Fokus dieses Kapitels auf der Funktionsweise aber auch auf den Tücken des wichtigsten Gerätes dieser Arbeit, dem 2D-Video-Distrometer. Auch auf zwei weitere im Projekt TOSCA eingesetzte Geräte wird kurz eingegangen.

Kapitel 3 befasst sich mit den benötigten theoretischen Grundlagen. Zunächst werden das Prinzip der Partikel-Größenverteilungen und zwei verschiedene Möglichkeiten für deren Beschreibung erläutert, die Gamma-Verteilung und die exponentielle Verteilung. In Abschnitt 3.2 wird eine ganze Reihe von verwendeten Parametern eingeführt. Der Schwer-

punkt liegt hier auf ihrer Definition sowie der weiteren Verwendung.

Im ersten Teil von Kapitel 4 stehen die verfügbaren und die ausgewählten Daten im Mittelpunkt. Besonderer Fokus liegt hierbei auf der Beschreibung der meteorologischen Bedingungen von vier ausgewählten Tagen. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden im zweiten Teil von Kapitel 4 analysiert und diskutiert. Nach einer kurzen Analyse des Steigungsparameters der verschiedenen Beschreibungsmöglichkeiten von Größenverteilungen und Betrachtungen zur Sensitivität der Schneefallrate für Veränderungen bestimmter Größen wird der Einfluss der Wolkendicke auf die Eigenschaften von Schnee untersucht. In Kapitel 4.2.4 folgt der eigentliche Hauptteil dieser Arbeit, die Analyse von Korrelationen ausgewählter Parameter. Neben Zusammenhängen von Größen- und Formfaktoren von Schnee werden vor allem auch deren Relationen mit der Schneefallrate, der Temperatur und der vertikal integrierten Reflektivität überprüft.

Kapitel 5 befasst sich schließlich mit möglichen Parametrisierungen der exponentiellen Größenverteilung in Abhängigkeit von verschiedenen Schneefallraten und Temperaturen.

Abschließend werden in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der gefundenen Ergebnisse und ein Ausblick gegeben.

Kapitel 2

Das Projekt TOSCA

Das Projekt **TOSCA** - Towards an **O**ptimal estimation based **S**nowfall **C**haracterization **A**lgorithm - ist eine Kooperation des Meteorologischen Institutes der Universität Bonn, des Institutes für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, des Max-Planck-Institutes für Meteorologie in Hamburg und des Institutes für Physik der Atmosphäre am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Oberpfaffenhofen.

Um der Lösung der Probleme bezüglich des Verständnisses der Eisphase von Niederschlag näher zu kommen, wurde eine einzigartige Kombination von passiven Radiometern, aktiver Radartechnologie und in-situ-Messgeräten zur Ableitung mikrophysikalischer Eigenschaften von Schnee am Schneefernerhaus auf der Zugspitze installiert.

Für die flüssige Phase des Niederschlages gibt es etliche fortgeschrittene Algorithmen (z.B. Uijlenhoet and Stricker, 1999), wohingegen Algorithmen zur Ableitung von Eigenschaften von Schneefall sehr viel weniger weit entwickelt sind und große Unsicherheiten beinhalten. Das Hauptproblem für die Ableitung von Parametern für Schneefall ist die hohe räumliche und zeitliche Variabilität von Schneekristallen (Abb. 2.1), deren Wechselwirkung mit atmosphärischer Strahlung sehr komplex und schwierig zu beschreiben ist. Mehr zu aufgestellten Instrumenten ist in den Kapiteln 2.2, 2.3 und 4.1 zu finden.

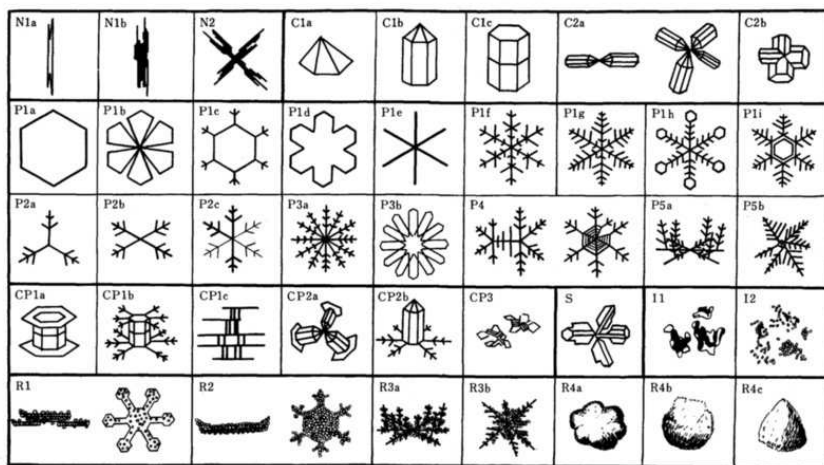


Abbildung 2.1: Klassifikations-Schema für Schneeflocken nach Nakaya (1954).

2.1 Messort Schneefernerhaus/Zugspitze

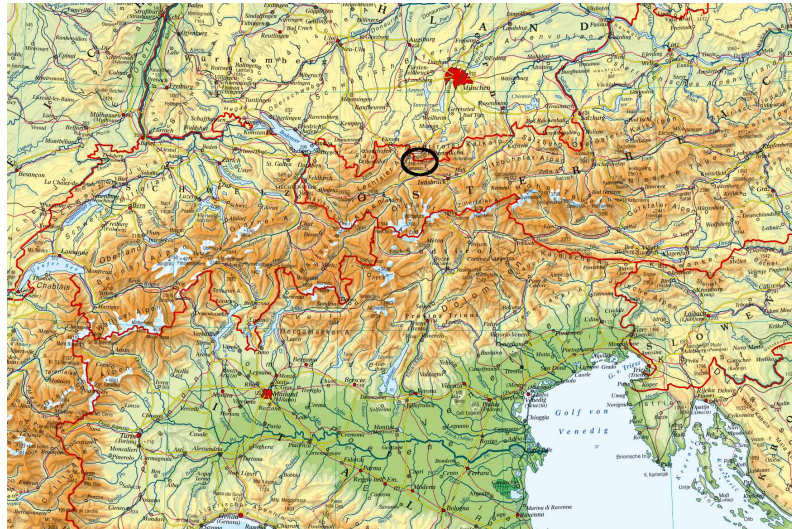


Abbildung 2.2: Geographische Lage der Zugspitze in den Nordalpen (Quelle: <http://lehrer.schule.at/Ecole/Wirtschaftsgeographie/JahrgangInhalte/2Jahrgang/Karten/A-Karte.jpg>).

2.1.1 Das Schneefernerhaus

Die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS) liegt in exponierter Lage am Südhang der Zugspitze (Abb. 2.3) auf 2650 m ü. NN in $10^{\circ} 58,9'$ östlicher Länge und $47^{\circ} 25,0'$ nördlicher Breite (Abb. 2.2). Sie wurde von 1993 bis 1997 durch Investitionen des Freistaates Bayern von einem Hotel zu einer modernen Forschungsplattform umgebaut und 1998 eröffnet. Die UFS bietet ein umfangreiches Angebot an Labor-, Messterassen- und Büroflächen.



Abbildung 2.3: Aufbau und Einrichtungen der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (Quelle: <http://schneefernerhaus.de/ufs.htm>).

2.1.2 Klimatologische Voraussetzungen

Die Zugspitze liegt im gemäßigten Klima im Bereich der Westwindzone. Als einer der ersten hohen Gipfel der Nordalpen und als höchster Gipfel Deutschlands und des Wettersteingebirges ist die Zugspitze häufig Nordstau-Lagen ausgesetzt. Diese führen regelmäßig zu intensiven, ergiebigen Niederschlägen, welche über das ganze Jahr relativ gleichmäßig verteilt sind. Die Niederschlags-Minima treten im September und Oktober auf (Abb. 2.4). Der durchschnittliche Jahresniederschlag im Referenzzeitraum von 1961 bis 1990 auf der Zugspitze betrug 2003,1 mm, wohingegen der Wert im gleichen Zeitraum im 515 m ü. NN gelegenen München nur 974,4 mm betrug. Die mittlere Niederschlagsmenge auf der Zugspitze ist also mehr als doppelt so hoch als im weniger als 100 km entfernten München. An ca. 60 Tagen pro Jahr hingegen - nämlich bei ausgeprägten Südströmungen - findet man auf der Zugspitze aufgrund einer sogenannten Föhn-Wetterlage das genaue Gegenteil: sehr trockene und für die Höhenlage warme Luftmassen. Die durchschnittliche Jahrestemperatur im Referenzzeitraum (1961-1990) lag bei $-4,8^{\circ}\text{C}$. Die tiefste je auf der Zugspitze gemessene Temperatur betrug $-34,6^{\circ}\text{C}$, die höchste gemessene Temperatur $17,9^{\circ}\text{C}$ (Quelle: DWD).

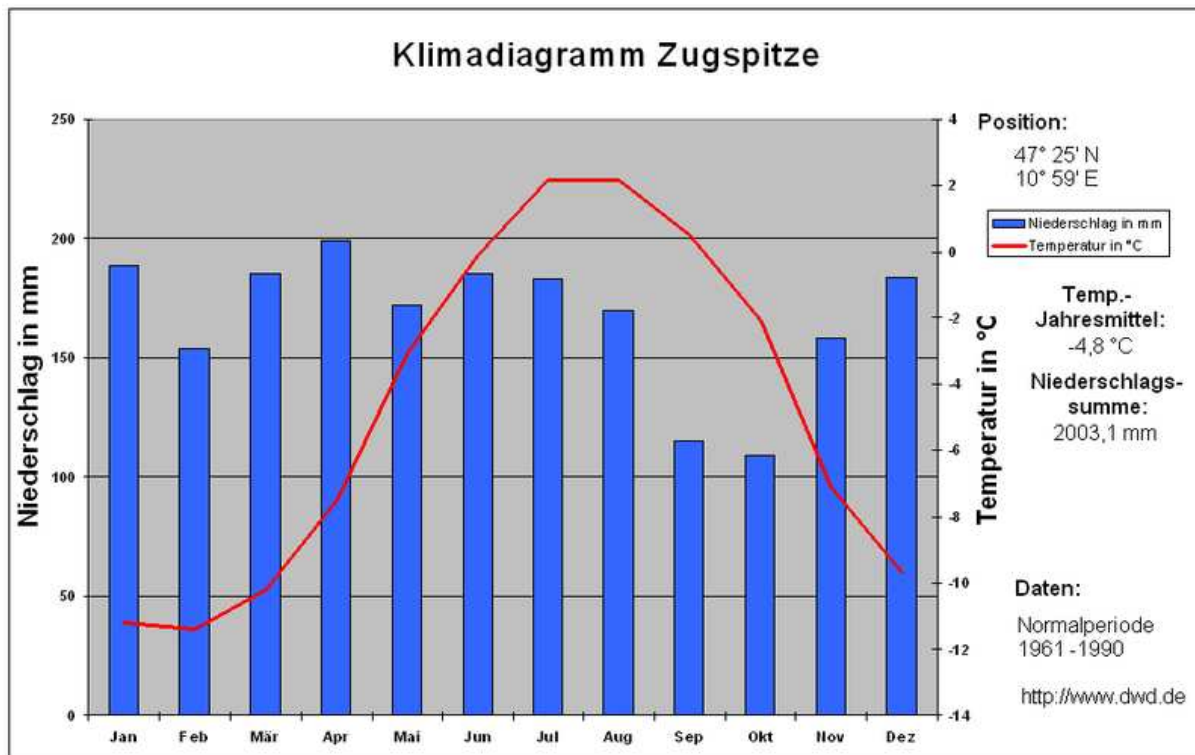


Abbildung 2.4: Klimadiagramm der Zugspitze; Monatsmittelwerte im Referenzzeitraum von 1961 - 1990 (Quelle: DWD).

2.2 Das 2D-Video-Distrometer

2.2.1 Das Arbeitsprinzip

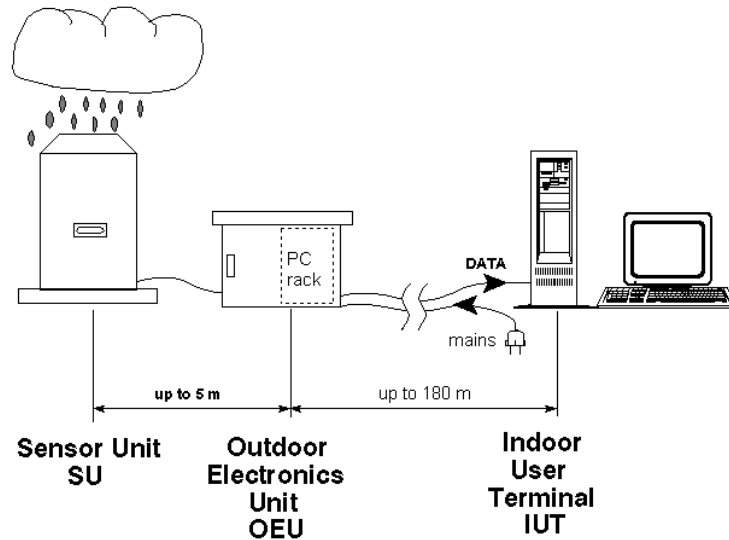


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Aufbaus des 2D-Video-Distrometers (*2-D Video-Distrometer User's Manual*, 2002).

Das 2D-Video-Distrometer (2DVD; Abb. 2.7) wurde entwickelt von Joanneum Research am Institute for Applied System Technology in Graz, Österreich. Es besteht aus drei Einheiten (Abb. 2.5). Die Erste ist die sogenannte Sensor Unit (SU). Sie beinhaltet zwei Lichtquellen und zwei Zeilenkameras (Line-Scan-Kameras). Die zweite Einheit, die Outdoor Electronics Unit (OEU), beinhaltet einen Computer, der die beiden Kameras kontrolliert und Bilder der beobachteten Partikel aufzeichnet. Die dritte Einheit, das sogenannte Indoor User Terminal (IUT), ist ein weiterer PC, welcher die gesamten Daten kopiert und die gemessenen Hydrometeore rekonstruiert.

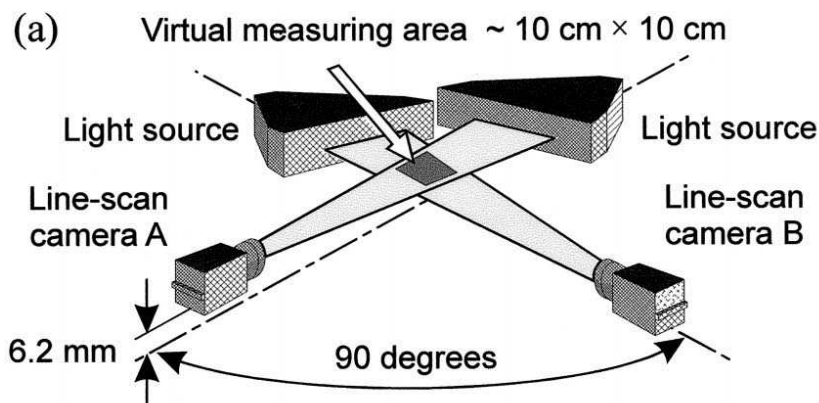


Abbildung 2.6: Messprinzip und -bereich des 2DVD (Kruger and Krajewski, 2002).

Das Messprinzip des 2DVD beruht auf zwei zwischen 6 mm und 7 mm vertikal und um 90° horizontal versetzten Zeilenkameras, welche direkt auf die Öffnungen zweier Beleuchtungseinheiten gerichtet sind (Abb. 2.6). Diese beiden synchronisierten Zeilenkameras besitzen 700 Photodetektoren mit einer Frequenz von 34,1 kHz. Aufgezeichnet werden alle Partikel, die in den 10 cm x 10 cm großen Bereich fallen, der sich aus der Schnittfläche der beiden Lichtbänder ergibt. Fällt ein Hydrometeor nur in den Lichtstrahl einer Kamera, wird er nicht erfasst.

Die horizontale Auflösung des Gerätes beträgt ca. 0,15 mm, die vertikale Auflösung liegt, je nach Fallgeschwindigkeit der Partikel, zwischen 0,1 mm und 0,2 mm für Regen und bis zu 0,03 mm für Schnee. Abschätzungen zum relativen Standard-Fehler für Höhen- und Breitenbestimmung der Partikel liegen bei 14 % für einen mittleren Durchmesser von 0,5 mm und 1,5 % für einen mittleren Durchmesser von 10 mm (Brandes et al., 2007).



Abbildung 2.7: Foto des 2DVD am Messort Schneefernerhaus. Das große Gehäuse ist die Sensor Unit, im kleineren Gehäuse befindet sich die Outdoor Electronics Unit. Links daneben sind ein Ultraschall-Anemometer und das Parsivel-Distrometer zu sehen (Privatfoto von Martin Hagen).

2.2.2 Das Matching-Problem

Damit ein Hydrometeor tatsächlich abgespeichert wird, muss er von beiden Kameras eindeutig zugewiesen werden können. Diesen Vorgang des Vergleichs der Bilder der beiden Kameras nennt man Matching. Einen Hydrometeor aus zwei verschiedenen Blickwinkeln zuzuordnen ist für Regentropfen eindeutig, da diese eine regelmäßige Form besitzen. Schneeflocken hingegen - und hier vor allem komplexe Aggregate - sehen in beiden Kameras oft

völlig unterschiedlich aus (Abb. 2.8). Einziges zuverlässiges Matching-Kriterium ist hier die Höhe des Partikels, die aufgrund des geringen Abstandes der beiden Kameras annähernd gleich sein sollte.

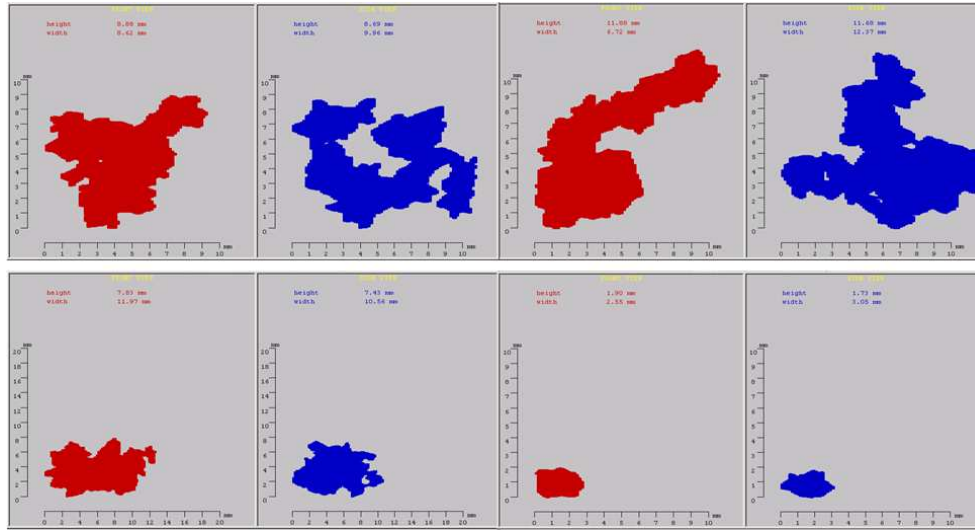


Abbildung 2.8: Beispiele von Distrometer-Bildern von vier verschiedenen Hydrometeoren; Vorder- (rot) und Seitenansicht (blau) ist abgebildet (Beachte andere Skalierung links unten).

Aufgrund dieser Unsicherheiten kommt es jedoch nicht selten zu Mis-Matching. So werden oftmals fälschlicherweise Bilder aus den beiden Kameras zusammengeführt, welche sehr ähnlich sind, jedoch nicht vom selben Partikel stammen. Lässt man dies unberücksichtigt, können sich große Fehler ergeben. Die Daten sollten deshalb nicht ohne bestimmte Auswahlkriterien verwendet werden. Ein Ausschluss-Kriterium ist eine falsch berechnete Fallgeschwindigkeit. In dieser Arbeit werden alle Teilchen aussortiert, deren Fallgeschwindigkeit nicht im Bereich zwischen $0,2 \frac{m}{s}$ und $4,0 \frac{m}{s}$ liegt. Aufgrund falschen Matchings werden Fallgeschwindigkeiten von bis zu $100 \frac{m}{s}$ registriert, was natürlich jeglicher Grundlage entbehrt und die Ergebnisse erheblich verfälschen würde. Ein weiteres Kennzeichen falschen Matchings ist eine unrealistische Form. Ist das Verhältnis aus maximaler Breite und Höhe des Teilchens nicht zwischen 0,1 und 10 oder der Quotient aus kleinerer und größerer Breite aus den beiden Kamerabildern kleiner als 0,1, so gilt das Teilchen ebenfalls als falsch zugeordnet und wird aussortiert. Diese beiden Kriterien bedeuten, dass sich zum Einen Höhe und Breite und zum Anderen kleinere Breite und größerer Breite nicht um mehr als einen Faktor 10 unterscheiden dürfen (Barthazy and Schefold, 2006; Hanesch, 1999).

2.2.3 Größen- und Formparameter

Aufgezeichnete Informationen zu jedem einzelnen Hydrometeor sind Konturbilder aus den beiden Blickwinkeln (Abb. 2.8), die maximale Breite und Höhe, eine Abschätzung der Abplattung (nur für Regentropfen sinnvoll), das Volumen, der volumen-äquivalente Durchmesser und die Fallgeschwindigkeit.

Die detaillierten Methoden zur Bestimmung der einzelnen Parameter werden in Kapitel 3.2 erläutert. Eine ausführliche Beschreibung der Technik, der Kalibration und der Berechnungsverfahren findet man bei Kruger and Krajewski (2002).

2.3 Weitere Messgeräte

2.3.1 Parsivel

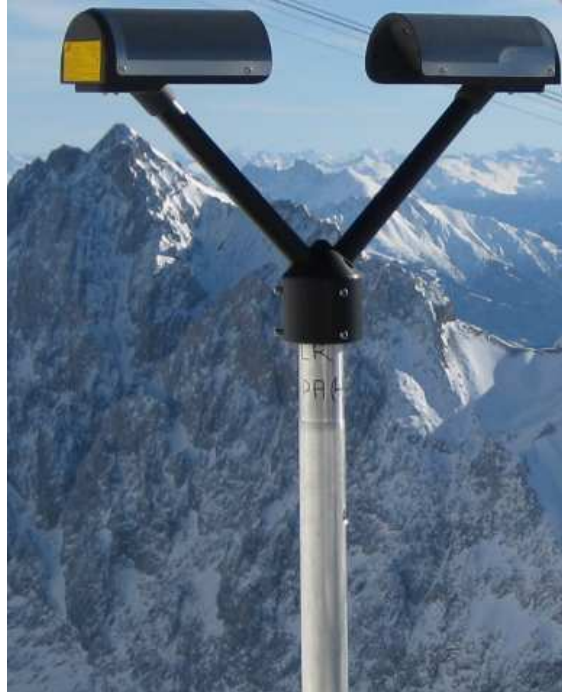


Abbildung 2.9: Foto des Parsivel am Messort Schneefernerhaus (Privatfoto von Martin Hagen).

Parsivel (**P**Article **S**ize **V**ELocity, Abb. 2.9, Tab 2.1) ist ein von der Firma OTT konzipiertes Distrometer, welches Niederschlagspartikel jeglicher Art optisch misst. Es basiert auf einem Lasersensor, der ein Lichtband erzeugt.

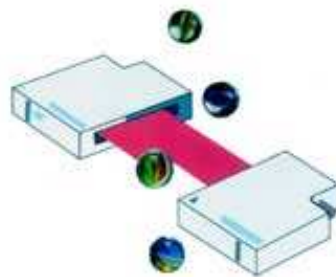


Abbildung 2.10: Funktionsschema des Parsivel (Quelle: http://eko.co.jp/eko/a-end/images/a0910_Parsivel-M300/M300-principle.jpg).

Regen kann in einem Größenbereich von 0,2 mm bis 5 mm gemessen werden, Schnee- oder Eiskorn in einem Bereich von 0,2 mm bis 25 mm. Hierbei können Fallgeschwindigkeiten von $0,2 \frac{m}{s}$ bis $20 \frac{m}{s}$ registriert werden. Die beobachteten Partikel werden in 32 Größen- und Geschwindigkeitsklassen eingeteilt. Die Größe der Teilchen wird anhand der vom Empfänger

gemessenen Spannung festgestellt. Je größer ein Partikel ist, desto geringer ist die empfangene Spannung, da bei größeren Partikeln ein umfassenderer Teil des Lasers abgeschattet ist (Abb. 2.10). Die Fallgeschwindigkeit wird anhand der Signaldauer und der Größe des Partikels berechnet. Das Teilchen wird hierfür als Kugel approximiert. Dies ist für Regen eine gute Näherung, für Schnee allerdings sehr problematisch. Deshalb liefert das Parsivel für Schnee schlechtere Ergebnisse wie beispielsweise das 2DVD und wurde in der weiteren Arbeit kaum verwendet. Aus den gemessenen Größen und Fallgeschwindigkeiten können Größenspektren sowie Parameter wie Niederschlagsintensität oder Radarreflektivität abgeleitet werden (OTT, 2007).

Tabelle 2.1: Technische Daten des Parsivel (Löffler-Mang and Joss, 2001).

optical sensor laser diode	
wave length	650 <i>nm</i>
output power	3 <i>mW</i>
laser class	2
beamsize (width x length)	30 <i>mm</i> x 180 <i>mm</i>
beamheight	1 <i>mm</i>
measuring area	54 <i>cm</i> ²
metering capacity	
particle size liquid precipitation	0.2 ... 5 <i>mm</i>
particle size solid precipitation	0.2 ... 25 <i>mm</i>
particle fall velocity	0.2 ... 20 $\frac{m}{s}$

2.3.2 Wolkenradar



Abbildung 2.11: Foto des Wolkenradars am Messort Schneefernerhaus (Privatfoto von Lutz Hirsch).

Das betriebene MIRA36 Wolkenradar (Abb. 2.11, Tab. 2.2) ist ein dopplerfähiges und polarimetrisches Ka-Band Radar. Es arbeitet bei einer Frequenz von 35,5 GHz und einer Wellenlänge von 8,6 mm (Görsdorf et al., 2007). Mithilfe dieses Wolkenradars können Vertikalprofile der Reflektivität, der Dopplergeschwindigkeit und ihrer spektralen Breite und des

linearen Depolarisationsverhältnisses (LDR) gemessen werden. Die Dopplergeschwindigkeit ist die Vertikalgeschwindigkeit der Teilchen überlagert mit der Vertikalbewegung der Luft. Das LDR trifft eine Aussage über die Komplexität bzw. die Regelmäßigkeit der Hydrometeore. Je größer die Drehung der Polarisation, also das LDR, ist, desto komplexer sind die Partikel.

Tabelle 2.2: Technische Daten des Ka-Band Radars MIRA36; Standardeinstellungen sind fett gedruckt (Görsdorf et al., 2007).

	MIRA36
Frequenz	35.5 <i>GHz</i>
Spitzenleistung	30 <i>kW</i>
Sendertyp	Magnetron
Rauschzahl d. Empf.	3.4 <i>dB</i>
Antennentyp	Cassegrain mit Polarisationsfilter
Antennendurchmesser	1 <i>m</i>
Antennengewinn	49 <i>dB</i>
Strahlbreite	0.55°
Polarisationstrennung	-35 <i>dB</i>
Pulslänge	100, 200 und 400 <i>ns</i>
Vertikale Auflösung	15, 30 und 60 <i>m</i>
Pulswiederholfrequenz	2.5, 5 , 7.5, 10 <i>kHz</i>
FFT-Länge	128, 256 , 512 und 1024
Min. Messhöhe	150 <i>m</i> (240 m)
Max. Messhöhe	15 <i>km</i> (12 km)
Mittelungszeit	0.05 - 60 s (10 s)
Empfindlichkeit in 5 <i>km</i> (0.1 <i>s</i>)	-40.3 <i>dBz</i>

Kapitel 3

Theorie

3.1 Größenverteilungen und deren Beschreibung

Größenverteilungen stellen Parametrisierungen von gemessenen Teilchenspektren dar. Hierbei werden für ein bestimmtes Zeitintervall (in dieser Arbeit 10 Minuten) oder eine bestimmte Teilchenanzahl (z.B. 1000) die einzelnen Partikel in Durchmesserintervalle eingeteilt. Die Breite eines Durchmesserintervalls beträgt 0,25 mm. Für jede dieser Durchmesserklassen wird anschließend die Anzahlkonzentration berechnet. Diese kann pro Einheitsfläche (Gl. 3.1) oder Einheitsvolumen (Gl. 3.2) bestimmt werden.

$$N_A(D) = \frac{N_T(D)}{AtdD} \quad [mm^{-1}m^{-2}s^{-1}] \quad (3.1)$$

$$N_V(D) = \frac{N_T(D)}{Av(D)tdD} \quad [mm^{-1}m^{-3}] \quad (3.2)$$

In diesen beiden Gleichungen entspricht $N_T(D)$ der Anzahl der Partikel im jeweiligen Intervall, A der Messfläche in m^2 , t dem Zeitintervall der Messung in s , v der vertikalen Fallgeschwindigkeit in $\frac{m}{s}$ und dD der Intervallbreite in mm . N_A wird häufig zur Berechnung der Niederschlagsrate verwendet, N_V zur Berechnung der Reflektivität. Im Folgenden wird nur die Anzahlkonzentration pro Einheitsvolumen (Gl. 3.2) betrachtet.

Aus den einzelnen Größenverteilungen können verschiedene Größenparameter abgeleitet werden. Hierfür müssen an die Verteilungen Kurven oder Geraden angelegt werden, die den Verlauf der Verteilung widerspiegeln (Abb. 3.1). Um der Größenverteilung eine Kurve anzupassen, verwendet man die Gamma-Verteilung.

Durch einen exponentiellen Fit erreicht man eine Geradenanpassung, da die Ordinate in den Größenverteilungen logarithmisch ist. Zur Bestimmung der Größenparameter durch das exponentielle Modell wurde neben der Geradenanpassung auch noch die Momentenmethode angewandt, auf welche in Kapitel 3.1.2.2 noch genauer eingegangen wird.

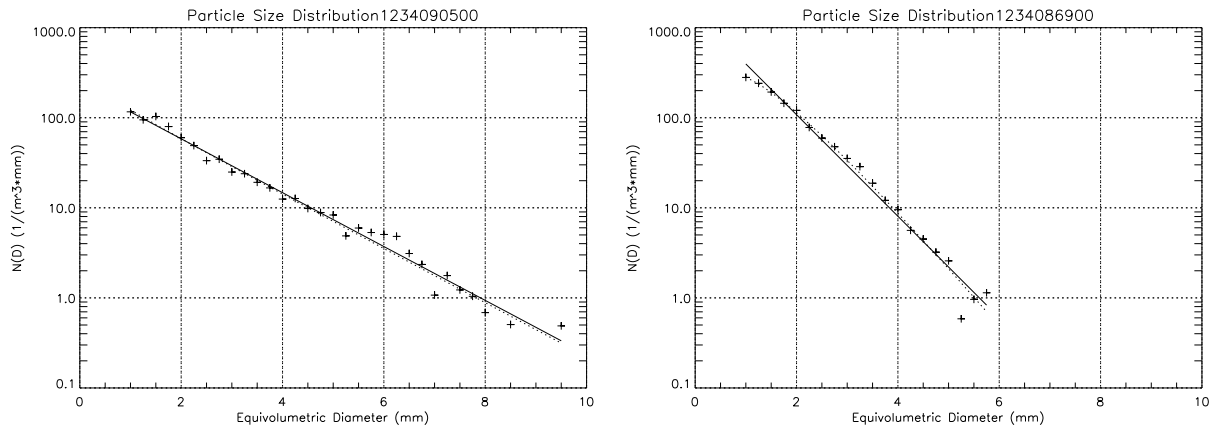


Abbildung 3.1: Größenverteilungen am Beispiel des 8. Februar 2009. Die gestrichelte Linie repräsentiert einen Gamma-Fit, die durchgezogene Linie einen exponentiellen Fit an die gemessenen Werte (+).

3.1.1 Gamma-Verteilung

Die Gamma-Verteilung (Gl. 3.3) ist eine gängige Methode einer Größenverteilung eine Kurve anzupassen. Hierbei handelt es sich um ein Modell, das auf drei Parametern basiert (Ulbrich, 1983). Durch den Parameter μ , einen Krümmungsparameter, ist es möglich, jeglicher Art von Verteilungen eine Kurve anzupassen.

$$N(D) = N_0 D^\mu \exp(-\Lambda D) \quad (3.3)$$

Hier ist $N(D)$ die Anzahlkonzentration pro Einheitsvolumen in $mm^{-1}m^{-3}$, N_0 ein Parameter für die Anzahlkonzentration in $mm^{-\mu-1}m^{-3}$, μ der Parameter für die Form bzw. Krümmung der Verteilung und Λ der Steigungsparameter der Verteilung in mm^{-1} .

Vor allem für kurze Beobachtungen von nur wenigen Minuten, werden häufig gekrümmte Kurven beobachtet. Hier liefert ein Gamma-Fit meist gute Ergebnisse. Die Gamma-Verteilung ist weitgehend anerkannt für Regen. Für Schnee muss dieser Nachweis erst noch geführt werden, jedoch hat sie für bestimmte Bedingungen zweifellos Vorteile der genaueren Parametrisierung.

3.1.2 Exponentielle Verteilung

3.1.2.1 Der χ^2 -Fit

Für lineare Verteilungen im semi-linearen Plot nimmt der Krümmungsparameter μ den Wert Null an. Man erhält einen Spezialfall der Gamma-Verteilung, die exponentielle Verteilung (Gl. 3.4). An eine Größenverteilung von Regen eine exponentielle Verteilung anzupassen, wurde zum ersten Mal vorgeschlagen von Marshall and Palmer (1948). Gunn and Marshall (1958) postulierten diese exponentielle Größenverteilung auch für Schneeaggregate.

$$N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D) \quad (3.4)$$

Hier ist $N(D)$ die bei Gl. 3.3 beschriebene Anzahlkonzentration pro Einheitsvolumen in $mm^{-1}m^{-3}$, N_0 der Konzentrations-Abschnittsparameter in $mm^{-1}m^{-3}$, Λ der Steigungsterm der Verteilung in mm^{-1} und D der mittlere Durchmesser der jeweiligen Partikelklasse in mm . Für einen Großteil der Größenverteilungen von Schnee stellt das exponentielle Modell eine gute Näherung dar. Unter bestimmten Bedingungen gibt es aber vor allem wegen der Konzentrationen von kleineren Partikeln Diskrepanzen.

Im Allgemeinen treten zwei Arten von Abweichungen auf:

1. **Subexponentielle Spektren**, bei denen die Konzentration der kleinen Partikel kleiner ist, als vom exponentiellen Modell erwartet (Abb. 3.2 (1)) und
2. **Superexponentielle Spektren**, bei denen die Konzentration kleiner Eiskristalle größer ist, als vom exponentiellen Modell erwartet (Abb. 3.2 (2)).

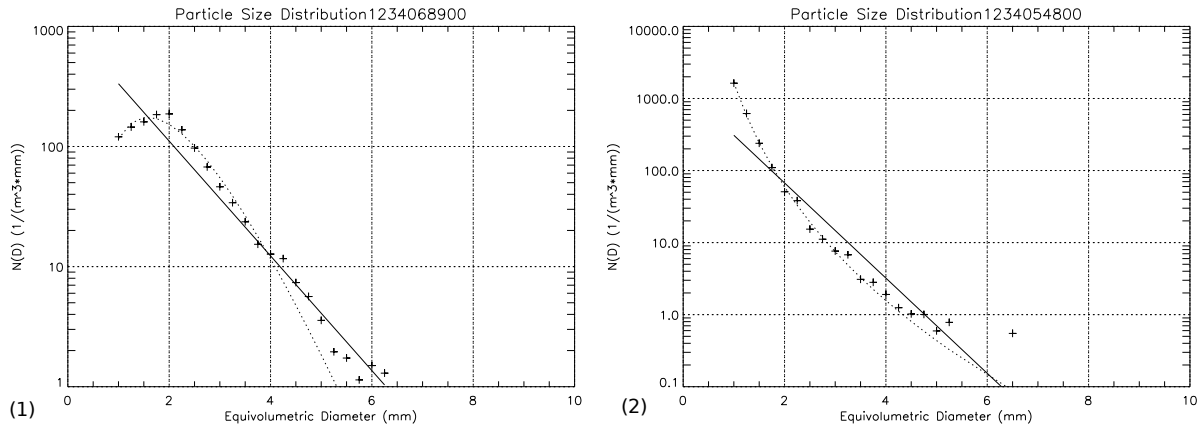


Abbildung 3.2: (1) Subexponentielle und (2) superexponentielle Größenverteilung am Beispiel des 8. Februar 2009. Die gestrichelte Linie repräsentiert einen Gamma-Fit, die durchgezogene Linie einen exponentiellen Fit an die gemessenen Werte (+).

3.1.2.2 Die Momentenmethode

Die Momentenmethode ist ein Schätzverfahren aus der Statistik, bei dem die Parameter einer theoretischen Verteilung anhand einer Stichprobe von Messwerten bestimmt werden. Im Folgenden wird die Momentenmethode, angewandt auf die exponentielle Verteilung, nach Field et al. (2004) erläutert.

Allgemein ist das n -te Moment einer Verteilung definiert als

$$M_n = \int_0^\infty D^n N(D) dD \approx \sum_{D=a}^{D=b} D^n N_D, \quad (3.5)$$

wobei D der Partikeldurchmesser ist, $N(D)dD$ die Teilchenkonzentration mit Größen zwischen D und $D + dD$, N_D die Teilchenkonzentration im Größenbereich mit dem mittleren Durchmesser D und n die Ordnung des Momentes.

Das Verhältniss aus zwei Momenten ist definiert als

$$L_{ij} = \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{(j-i)}} \quad (3.6)$$

mit i und j als Momenten-Ordnungen.

Des Weiteren wird die aus der Mathematik bekannte Gamma-Funktion

$$\Gamma(n+1) = \int_0^\infty t^n \exp(-t) dt \quad (3.7)$$

mit

$$\Gamma(n) = (n-1)! \quad (3.8)$$

benötigt.

Wendet man die Momentenmethode auf die exponentielle Verteilung (Gl. 3.4) an, erhält man für das n -te Moment:

$$M_n = N_0 \int_0^\infty D^n \exp(-\Lambda D) dD \quad (3.9)$$

Mit der Substitution $t := \Lambda D$ und $dD = \frac{dt}{\Lambda}$ folgt für das n -te Moment:

$$M_n = N_0 \int_0^\infty \frac{t^n}{\Lambda^n} \exp(-t) \frac{1}{\Lambda} dt \quad (3.10)$$

Mit der Gamma-Funktion (Gl. 3.7) erhält man

$$M_n = \frac{N_0}{\Lambda^{n+1}} \Gamma(n+1) \quad (3.11)$$

Durch geeignete Kombination der Momente ergeben sich die gewünschten Größenparameter der Verteilung.

Λ erhält man beispielsweise durch Kombination des zweiten und des dritten Momentes:

$$L_{23} = \frac{M_3}{M_2} = \frac{\Lambda^3 N_0 \Gamma(4)}{\Lambda^4 N_0 \Gamma(3)} = \frac{1}{\Lambda} \frac{6}{2} = \frac{3}{\Lambda} \quad (3.12)$$

$$\Rightarrow \Lambda = 3 \frac{M_2}{M_3} = 3 \frac{\sum_{D=a}^{D=b} D^2 N_D}{\sum_{D=a}^{D=b} D^3 N_D} \quad (3.13)$$

N_0 lässt sich zum Beispiel folgendermaßen berechnen:

$$\frac{M_2^4}{M_3^3} = \frac{\left(\frac{N_0}{\Lambda^3} \Gamma(3) \right)^4}{\left(\frac{N_0}{\Lambda^4} \Gamma(4) \right)^3} = \frac{\frac{N_0^4}{\Lambda^{12}} 2^4}{\frac{N_0^3}{\Lambda^{12}} 6^3} = N_0 \frac{16}{216} \quad (3.14)$$

$$\Rightarrow N_0 = 13.5 \frac{M_2^4}{M_3^3} = 13.5 \frac{\left(\sum_{D=a}^{D=b} D^2 N_D \right)^4}{\left(\sum_{D=a}^{D=b} D^3 N_D \right)^3} \quad (3.15)$$

Im Allgemeinen wird die Momentenmethode häufig verwendet, vor allem wegen ihrer Robustheit in der Ableitung von Parametern einer Größenverteilung, die ein stark streuendes Spektrum besitzt (Vivekanandan et al., 2004). Außerdem berücksichtigt sie eine Wichtung für relevante Größen.

3.2 Verwendete Parameter

3.2.1 Die Fallgeschwindigkeit

Das 2D-Video-Distrometer bestimmt die Fallgeschwindigkeit eines Partikels durch die Zeit, die es benötigt, um von der höher gelegenen zur tiefer gelegenen Kamera zu kommen. Die beiden Kameras sind, wie oben erwähnt, zwischen 6 mm und 7 mm vertikal versetzt (Abb. 2.6). Zur genauen Berechnung der vertikalen Fallgeschwindigkeit werden vier Zeitpunkte festgehalten. Die Zeit t_0 ist der Zeitpunkt, an dem das Partikel in das Lichtband der oberen Kamera (A) eintritt, die Zeit t_2 der Zeitpunkt des Eintritts in den Lichtstrahl der tiefer gelegenen Kamera (B). Die Zeiten t_1 und t_3 beschreiben jeweils den Zeitpunkt des Verlassens der jeweiligen Kamera. Um Quantisierungseffekte zu minimieren, wird der Durchschnitt aus den Zeiten der beiden Kameras verwendet (Schönhuber et al., 2008). Der Quantisierungseffekt ist ein Fehler, der auftritt, wenn man ein analoges Signal digitalisiert. Je nach Auflösung entstehen bei dieser Umwandlung Abweichungen vom eigentlichen Signal, die durch Bildung des Mittelwertes aus den beiden Kameras verkleinert werden können.

$$v = \frac{2d}{(t_2 - t_0) + (t_3 - t_1)} \quad (3.16)$$

Dabei erhält man die Fallgeschwindigkeit v in $\frac{m}{s}$, wenn man den vertikalen Abstand d der beiden Kameras in Metern und die jeweiligen Zeiten in Sekunden verwendet.

Mithilfe der so erhaltenen Fallgeschwindigkeit kann die zur Skalierung eines Partikels nötige Höhe einer Scanlinie bestimmt werden. Hierbei wird die Höhe einer vom Gerät abgespeicherten Scanlinie umso kleiner, je niedriger die Fallgeschwindigkeit ist. Dies liegt daran, dass die Zeit, die ein Partikel in der Scanlinie verweilt, umso länger ist, je langsamer das Teilchen fällt. Da die Stelle bekannt ist, an der ein Teilchen in den Messschacht fällt, kann durch den Abstand von der jeweiligen Lichtquelle auch noch der horizontale Skalierungsparameter, die Pixelbreite, bestimmt werden (Schönhuber et al., 2008). Diese wird nach den Regeln der geometrischen Optik immer größer, je weiter das Teilchen von der Lichtquelle entfernt ist.

Benötigt wird die berechnete Fallgeschwindigkeit in dieser Arbeit in erster Linie als Kriterium zum Erkennen und Aussortieren falsch zugeordneter Partikel.

3.2.2 Das Volumen und der volumen-äquivalente Durchmesser

Ist die richtige Skalierung der Partikel gefunden, kann aus den Pixelmustern der beiden Kameras ein volumen-äquivalenter Durchmesser berechnet werden. Hierfür wird das Teilchen durch die Scanlinien in einzelne Scheiben unterteilt. Jede einzelne Scheibe wird dann als elliptischer Zylinder angenommen, wobei die beiden Hauptachsen der Ellipse durch die Länge der Abschattung in den beiden Kameras bestimmt werden. Die Höhe einer Scheibe wird aus der Zeilenfrequenz der Kameras und der Fallgeschwindigkeit des Teilchens berechnet. Durch Aufsummieren der einzelnen Scheiben erhält man das Volumen. Ist das Volumen des Partikels bekannt, kann aus diesem der volumen-äquivalente Durchmesser berechnet werden. Diese Art der Volumenbestimmung ist natürlich für Regentropfen entwickelt worden, welche eine regelmäßige, kugelhähnliche Form aufweisen. Für Schneeflocken, die häufig komplexe Strukturen besitzen, ist dies leider nicht ganz korrekt. Man erhält aber eine gute Näherung (Schönhuber et al., 2008).

Das Volumen der Teilchen wird für die Berechnung der Schneefallrate benötigt. Der volumen-äquivalente Durchmesser wird verwendet zur Erstellung von Größenverteilungen und zur Bestimmung von Größenparametern von Schnee.

3.2.3 Die Maximale Dimension

Die maximale Dimension einer Schneeflocke ist ein sehr wichtiger Parameter für Fernerkundungszwecke, da die maximale Ausdehnung eines Partikels entscheidend ist für die zurückgestreute Strahlung.

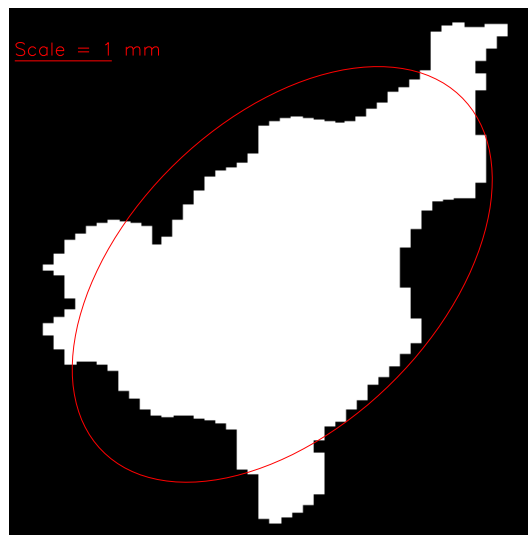


Abbildung 3.3: Bild einer Schneeflocke mit angepasster Ellipse.

Für die Bestimmung des maximalen Durchmessers wurde jeder einzelnen Flocke eine Ellipse angepasst (Abb. 3.3), um eine regelmäßige Näherung für die unregelmäßigen Teilchen zu bekommen. Die Anpassung der Ellipse basiert auf der Bestimmung der Massendichte und des Schwerpunktes eines jeden Teilchens. Ausgehend vom Schwerpunkt wird die Position jedes

einzelnen Pixels des Partikels ermittelt und darauf aufbauend eine Ellipse angelegt. Von dieser Ellipse lassen sich die größere und die kleinere Achse berechnen. Da von jedem Partikel aufgrund der verschiedenen Blickwinkel zwei Bilder existieren, wird dieser Vorgang zweimal durchgeführt. Die Größere der beiden großen Achsen wird als maximaler Durchmesser oder maximale Dimension des Teilchens verwendet und die Kleinere der beiden kleinen Achsen ergibt den minimalen Durchmesser.

3.2.4 Die Rauigkeit

Die Rauigkeit ist eine fraktale Dimension und trifft eine Aussage über die Komplexität bzw. die Regelmäßigkeit der Form eines Partikels. Sie wird berechnet, indem der Quotient aus dem Umfang des Teilchens ($U_{Partikel}$) und dem Umfang der angepassten Ellipse ($U_{Ellipse}$) gebildet wird.

$$R_U = \frac{U_{Partikel}}{U_{Ellipse}} \quad (3.17)$$

Da auch hier für jedes Partikel wieder zwei Blickwinkel und daraus resultierend zwei Werte für die Rauigkeiten existieren, wird das arithmetische Mittel verwendet. Je größer die Rauigkeit ist, desto komplexer ist die Form des Partikels.

3.2.5 Das Aspektverhältnis

Auch das Aspektverhältnis (AV) beruht auf der Ellipsenanpassung. Es lässt sich aus dem Verhältnis ihrer kleineren Achse (a) und ihrer größeren Achse (b) berechnen.

$$AV = \frac{a}{b} \quad (3.18)$$

Somit trifft das Aspektverhältnis eine Aussage über die Form des Partikels. Es kann nur Werte zwischen null und eins annehmen. Ein kleines Aspektverhältnis bedeutet, dass das Teilchen länglich ist. Je näher der Wert bei eins liegt, desto runder ist das Partikel. Da auch hier wieder zwei Werte für jedes Teilchen existieren, wird auch für das Aspektverhältnis das arithmetische Mittel verwendet.

3.2.6 Die Massendichte

Die Bestimmung der Massendichte von Schnee und deren Zusammenhang mit der Partikelgröße stellt ein großes Problem dar. Eine exakte Korrelation der Dichte und der Größe eines Teilchens ist unmöglich zu finden, da für die Dichte der Partikel die meteorologischen Bedingungen entscheidend sind. So ist es beispielsweise von großer Bedeutung, wie stark

die jeweiligen Flocken bereift sind (Riming). Die Dichte eines Partikels ist umso höher, je stärker es bereift ist. Allerdings gibt es eine Reihe von Näherungen. Die wichtigsten Dichte-Partikelgröße-Beziehungen sind in Tabelle 3.1 zu sehen.

Tabelle 3.1: Dichte - Partikelgröße-Beziehungen für Schneeflocken (Brandes et al., 2007).

Arbeit	Beziehung
Magono and Nakamura (1965)	$\rho_S = 2D^{-2}$
Holroyd (1971)	$\rho_S = 0.17D^{-1}$
Muramoto et al. (1995)	$\rho_S = 0.048D^{-0.406}$
Fabry and Szyrmer (1999)	$\rho_S = 0.15D^{-1}$
Heymsfield et al. (2004)	$\rho_S = 0.104D^{-0.95}$
Brandes et al. (2007)	$\rho_S = 0.178D_0^{-0.922}$

Für die weiteren Berechnungen in dieser Arbeit wurde die Beziehung von Brandes et al. (2007) (Gl. 3.19) verwendet. Diese Abschätzung befindet sich etwa in der Mitte der Anderen.

$$\rho_S(D) = 0.178D_0^{-0.922} \quad (3.19)$$

Hier ist D_0 der Durchmesser der Partikel-Größenverteilung, der das Niederschlagsvolumen in zwei gleich große Hälften teilt (Median volume diameter, Gl. 3.20).

$$\int_{D_{min}}^{D_0} D^3 N(D) dD = \int_{D_0}^{D_{max}} D^3 N(D) dD \quad (3.20)$$

Die Hälfte des Volumens ist in Partikeln enthalten, deren Durchmesser kleiner als D_0 sind, die andere Hälfte in Partikeln deren Durchmesser größer als D_0 sind. Für D_0 in Millimeter erhält man aus Gleichung 3.19 die Dichte in Gramm pro Kubikzentimeter.

Kenntnisse über die Massendichte von Schnee sind von großer Bedeutung. In dieser Arbeit wird die Dichte zur Berechnung der Schneefallrate verwendet.

3.2.7 Die Schneefallrate

Grundsätzlich müssen zwei Schneefallraten unterschieden werden: die ungeschmolzene Schneefallrate und die geschmolzene Schneefallrate. Dabei ist die ungeschmolzene Schneefallrate höher als die geschmolzene, da sie Lufteinschlüsse enthält. Im Weiteren wird als Schneefallrate immer die geschmolzene Schneefallrate betrachtet, welche dem äquivalenten Flüssigwasser entspricht. Sie kann mit Hilfe der in Kapitel 3.2.2 und Kapitel 3.2.6 beschriebenen Parameter Volumen und Massendichte berechnet werden.

$$S = \frac{100 \sum_{k=1}^K V_k \rho_s}{t} \quad (3.21)$$

Hier erhält man die Schneefallrate S in $\frac{mm}{h}$ ($mm = kg$ Flüssigwasser pro m^2), wenn man das Volumen V jedes einzelnen Teilchens in mm^3 , die oben berechnete Massendichte ρ in $\frac{kg}{mm^3}$ und die Zeit t in h angibt. Der Vorfaktor 100 ist nötig, da die Messfläche des 2DVD ein Quadratdezimeter, die Referenzfläche für die Schneefallrate jedoch ein Quadratmeter ist.

3.2.8 Die vertikal integrierte Reflektivität

Nachdem die bisher behandelten Größen aus den Messungen mit dem 2DVD erhalten wurden, stammt die vertikal integrierte Reflektivität aus den Messungen mit dem Wolkenradar. Die Reflektivität ist definiert als die Summe aller Rückstreuungsquerschnitte in einem gemessenen Volumen:

$$\eta = \sum_{Volumen} \sigma_i \quad \left[\frac{mm^2}{m^3} \right] \quad (3.22)$$

Was aber häufig als "Reflektivität" bezeichnet wird, entspricht meist dem Radar-Reflektivitätsfaktor z :

$$z = \sum_{Volumen} D_i^6 \quad \left[\frac{mm^2}{m^3} \right] \quad (3.23)$$

Dieses sechste Moment der Größenverteilung hat gegenüber der Reflektivität den Vorteil, dass es wellenlängenunabhängig ist. Der Radar-Reflektivitätsfaktor trifft eine Aussage über das Rückstreuvermögen der gemessenen Partikel. Er ist abhängig von der Größe und der Anzahl der Hydrometeore (Rinehardt, 2006), wobei gerade große Partikel durch die sechste Potenz des Durchmessers der Teilchen erheblichen Einfluss auf die Reflektivität haben.

Die Daten des Wolkenradars liegen in 10-Sekunden-Intervallen vor, die vertikale Auflösung beträgt 29,98 m. Die Werte des Reflektivitätsfaktors wurden für jedes 10-Sekunden-Intervall vertikal integriert.

$$z_{int} = \int_0^H z \, dh \quad (3.24)$$

Nach Mittelung über je 10 Minuten, wurde der Radar-Reflektivitätsfaktor noch logarithmiert, um den großen Wertebereich, den er annehmen kann, zu reduzieren.

$$Z_{int} = 10 * \log(z_{int}) \quad [dBz \, m] \quad (3.25)$$

Kapitel 4

Auswertung

4.1 Datenbank

4.1.1 Vorhandene Daten

Start des Messprojektes am Schneefernerhaus war am 1. November 2006. Die für diese Studie interessante Messperiode erstreckt sich von Oktober 2008 bis April 2009. Im Winter 2008/2009 war am Schneefernerhaus zunächst eine Zusammenstellung aus sechs Messgeräten installiert:

- Zwei passive Mikrowellen-Radiometer zur kontinuierlichen Beobachtung des Flüssigwasserpfad, des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes und des Temperaturprofils (ein Feuchtigkeits- und Temperatur-Profiler (HATPRO; Rose et al., 2005) und ein Dual-Polarisations-Radiometer (DPR; Turner et al., 2008),
- ein Wolkenradar (Melchionna et al., 2008),
- ein Mikro-Regen-Radar (MRR),
- das Parsivel und
- ein Ceilometer zur Bestimmung der Wolkenhöhe.

Ab dem 20. Januar 2009 wurde diese Konstellation noch um das 2D-Video-Distrometer (2DVD) erweitert. Die betrachtete Periode beginnt also aufgrund der maximal verfügbaren Daten an diesem 20. Januar und endet am 20. April 2009 mit dem Abbau des Ceilometers und des 2DVD.

Für die Monate Oktober 2008 bis April 2009 existieren Übersichten, die die Verfügbarkeit der Daten der einzelnen Geräte für jeden Tag beinhalten und zeigen, ob es am jeweiligen Tag geschneit hat oder nicht (Abb. 4.1). Hierbei bedeutet ein grün eingefärbtes Feld, dass Daten des kompletten Tages zur Verfügung stehen, ein gelbes Feld, dass die Daten teilweise zur Verfügung stehen, ein rotes Feld, dass die Daten des gesamten Tages fehlen und ein grau eingefärbtes Feld, dass das Gerät zu diesem Zeitpunkt nicht installiert war.

February 2009																												
HATPRO	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
DPR	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22						
Cloudradar	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
MRR	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20			23	24	25	26	27	28
Parsivel	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20			23	24	25	26	27	28
Ceilometer	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21		23	24	25	26	27	28
2DVD	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21		23	24	25	26	27	28
Snowfall	N	N	Y	N	N	N	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	N	Y	Y	N	N	Y	Y	Y	Y	Y	N	Y	Y	N

March 2009																															
HATPRO	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
DPR	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
Cloudradar	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
MRR	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20		22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
Parsivel	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
Ceilometer	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
2DVD	01	02	03	04	05	06	07	08	09			12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
Snowfall	N	Y	N	N	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	N	Y	N	Y	N	Y	Y	N	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y	N

Abbildung 4.1: Übersicht über verfügbare Daten der verschiedenen Geräte anhand der Monate Februar und März 2009 (Quelle: <http://gop.meteo.uni-koeln.de/tosca>).

Besonderer Fokus liegt aufgrund der interessanten meteorologischen Bedingungen auf folgenden Tagen:

- 12. Februar 2009
- 20. Februar 2009
- 19. März 2009
- 20. März 2009

Entscheidend für die Auswahl der Tage waren folgende Kriterien:

Um ein möglichst breites Spektrum abzudecken, wurde Wert darauf gelegt, Schneefallereignisse mit verschiedenem Charakter auszuwählen. So ist sowohl anhaltender leichter Schneefall zu finden, als auch schauerartig verstärkter Schneefall mit wechselnder Intensität. Auch verschiedene Wolkendicken zwischen 0,5 Kilometer und 5,5 Kilometer konnten abgedeckt werden. Ein weiteres wichtiges Kriterium für die Auswahl der Tage waren die Windverhältnisse. Da die verwendeten Geräte exponiert am Südhang der Zugspitze aufgestellt waren (Abb. 2.3), waren sie häufig starken Horizontal-, aber auch Vertikalwinden ausgesetzt. Dies kann die Ergebnisse der in-situ-Messgeräte erheblich verfälschen, da Teilchen verschiedener Größen unterschiedlich stark davon beeinflusst werden. Besonderes Augenmerk lag also darauf, möglichst schwachwindige Verhältnisse zu finden. Des Weiteren wurde noch Rücksicht auf die Temperaturen genommen. Hier wurde darauf geachtet, Schneeereignisse mit unterschiedlichen Temperaturen zu wählen, um Aussagen über die Abhängigkeiten bestimmter Parameter von der Temperatur treffen zu können.

4.1.2 12. Februar 2009

Der 12. Februar 2009 wurde dominiert von einer ausgeprägten Nordstaulage. Diese wurde generiert von einem nach Norden bis zu den Britischen Inseln verschobenen Azoren-Hoch und der daraus resultierenden Zugbahn von Nordmeer-Tiefs über Mitteleuropa bis nach Italien (Abb. 4.2).

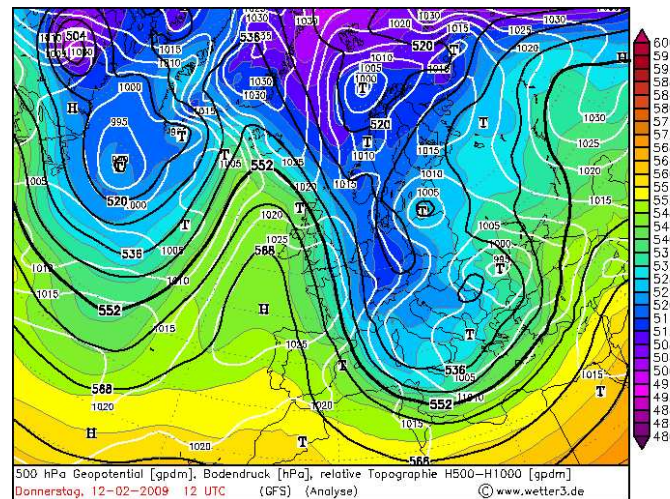


Abbildung 4.2: GFS-Analyse für 500hPa Geopotential (gpdm, schwarze Linien), relative Topographie (gpdm, farbiger Hintergrund) und Bodendruck (hPa, weiße Linien) für den 12. Februar 2009 12 UTC (Quelle: www.wetter3.de).

Als Konsequenz dieser Nordströmung stauten sich die Niederschläge in den Nordalpen und sorgten für anhaltenden Schneefall.

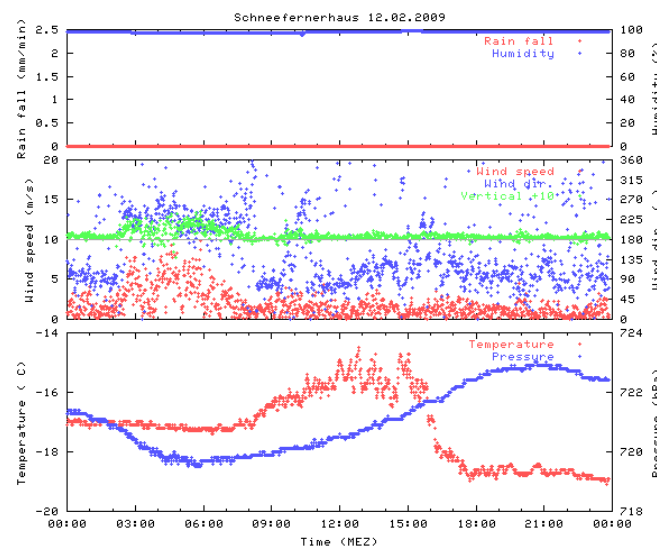


Abbildung 4.3: Meteorologischer Plot vom 12. Februar 2009; oben die relative Feuchte und der gemessene Niederschlag (Schnee kann nicht gemessen werden), in der Mitte Windrichtung, Horizontal- und Vertikalwind (Vertikalwind zur besseren Anschaulichkeit um $+10 \frac{m}{s}$ verschoben), unten der absolute Luftdruck und die Temperatur (MEZ) (Quelle: DWD).

Die Temperatur lag im Bereich zwischen -19°C und -15°C , wobei ab 14:00 UTC (15:00 MEZ) ein Temperatursturz um 4°C binnen eineinhalb Stunden zu verzeichnen war (Abb. 4.3). Dieser Temperatursturz ging einher mit vorübergehend deutlich schwächerem Schneefall und abnehmender Wolkendicke (Abb. 4.4). Rasch nahm der Schneefall aber wieder zu und erreichte seinen Höhepunkt zwischen 23:00 UTC und 24:00 UTC bei sehr kalten -19°C . Dies kann vor allem anhand der Größe der Datensätze zu diesem Zeitpunkt gesehen werden. Dass die Niederschlagskurve in Abbildung 4.3 trotz Niederschlages nichts anzeigt, liegt daran, dass nur flüssiger Niederschlag gemessen werden kann.

Sowohl Horizontal- als auch Vertikalwind waren zwischen 01:00 UTC und 07:00 UTC leicht verstärkt ($5 - 10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$), ansonsten aber sehr schwach ($< 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$). Die schwachwindigen Verhältnisse können auch gut aus den Reflektivitäten des Wolkenradars abgeleitet werden. So ist in Abb. 4.4 deutlich zu erkennen, dass die Fallstreifen senkrecht nach unten verlaufen, ohne eine entscheidende horizontale Ablenkung zu erfahren.

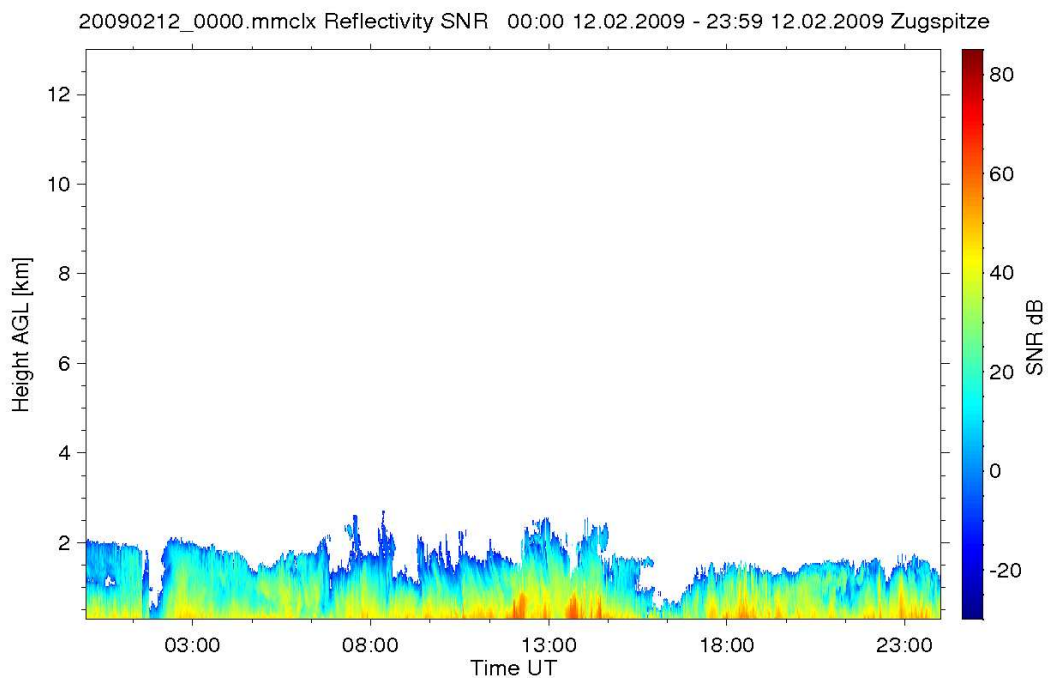


Abbildung 4.4: Wolkenradar: Reflektivität vom 12. Februar 2009.

Abbildung 4.4 zeigt die Reflektivitäten des Wolkenradars. Die relativ schmalen Wolkenschichten sind auch dadurch zu erklären, dass das Wolkenradar auf 2650 m ü. NN installiert war. Diese Höhe entspricht der Höhe 0 km in den Messwerten des Radars.

4.1.3 20. Februar 2009

Am 20. Februar 2009 war das Azorenhoch noch etwas weiter nach Osten verschoben, sodass zwar nach wie vor kalte Polarluft nach Deutschland transportiert wurde, die Anströmung über Süddeutschland und insbesondere über den Alpen aber eine westliche Komponente bekam (Abb. 4.5).

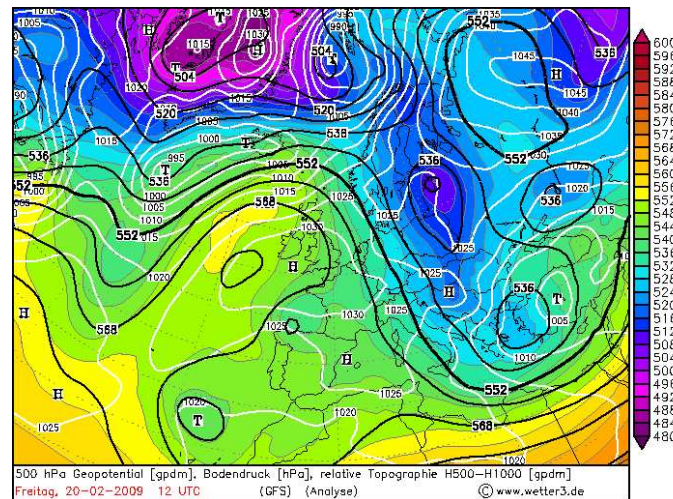


Abbildung 4.5: GFS-Analyse für den 20. Februar 2009 12 UTC; Interpretation wie in Abb. 4.2 (Quelle: www.wetter3.de).

So war zwar kein ausgeprägter Nordstau zu beobachten, aber dennoch schneite es intensiv und schauerartig verstärkt.

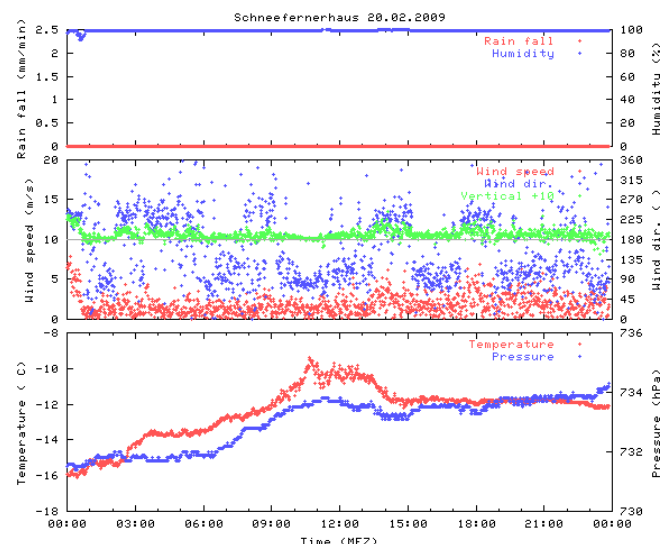


Abbildung 4.6: Meteorologischer Plot vom 20. Februar 2009; Interpretation wie in Abb. 4.3 (MEZ) (Quelle: DWD).

Die Temperatur lag zwischen -16°C und -10°C mit den höchsten Werten zur Mittagszeit (Abb. 4.6).

Horizontal- und Vertikalwind waren den ganzen Tag über relativ schwach ($< 3 \frac{m}{s}$), was wiederum auch aus den senkrechten Fallstreifen aus den Messungen mit dem Wolkenradar bestätigt werden kann (Abb. 4.7).

Interessant waren an diesem Tag vor allem die wechselnden Wolkendicken. Vor allem der Übergang von einer nur ca. 1 km dicken Wolkenschicht bis ca. 16:00 UTC auf fast 6 km dicke Wolken danach (Abb. 4.7) soll in Kapitel 4.2.3 genauer untersucht werden.

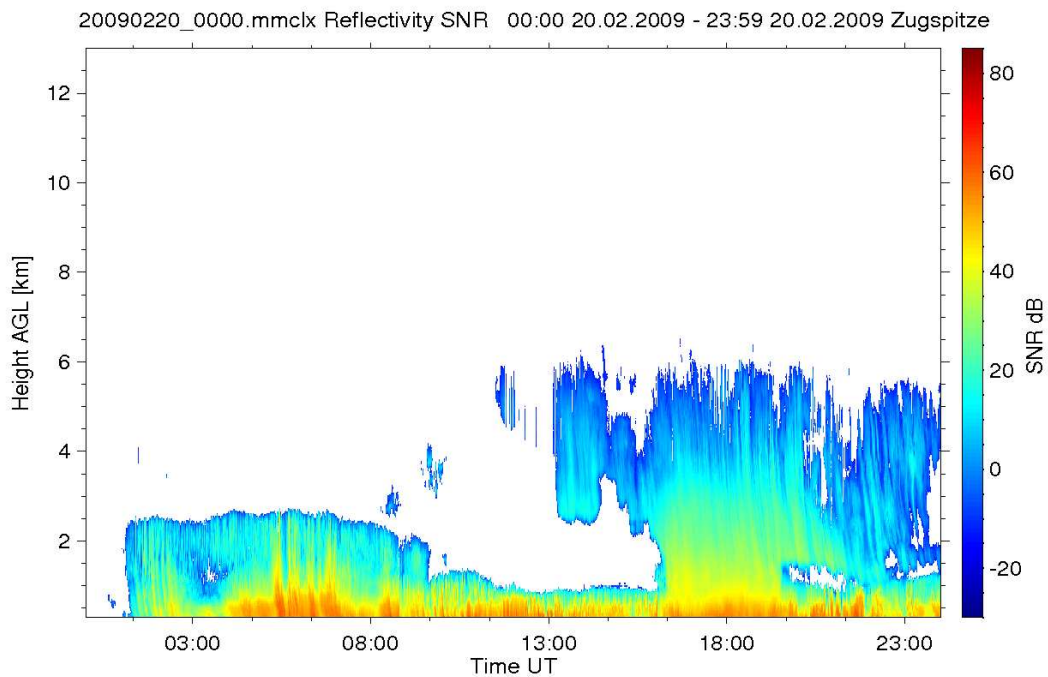


Abbildung 4.7: Wolkenradar: Reflektivität vom 20. Februar 2009.

4.1.4 19. März 2009

Die Wetterlage am 19. März 2009 wurde geprägt von einem starken Hochdruckgebiet mit Kern über Südsandinavien und einem Tiefdruckkomplex über Osteuropa (Abb. 4.8). An der Ostflanke des Hochs wurde mit einer Nordost-Strömung mäßig kalte Luft in den Alpenraum geführt.

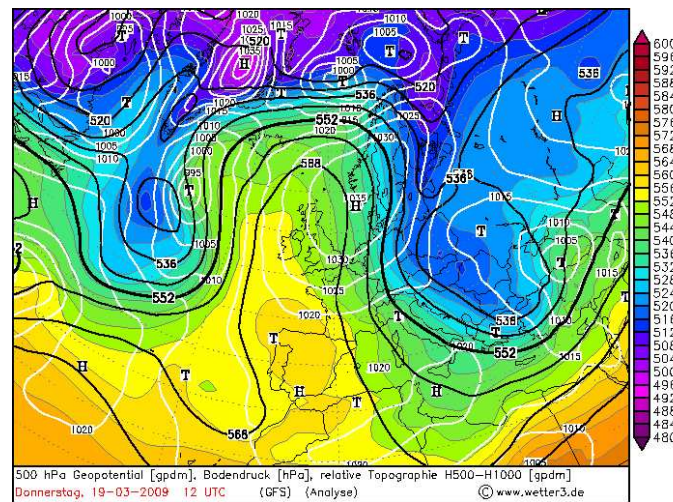


Abbildung 4.8: GFS-Analyse für den 19. März 2009 12 UTC; Interpretation wie in Abb. 4.2 (Quelle: www.wetter3.de).

Während tagsüber nur gelegentlich leichter Schneefall zu beobachten war, intensivierte er sich in den Abendstunden und erreichte zwischen 19:15 UTC und 20:45 UTC seinen Höhepunkt.

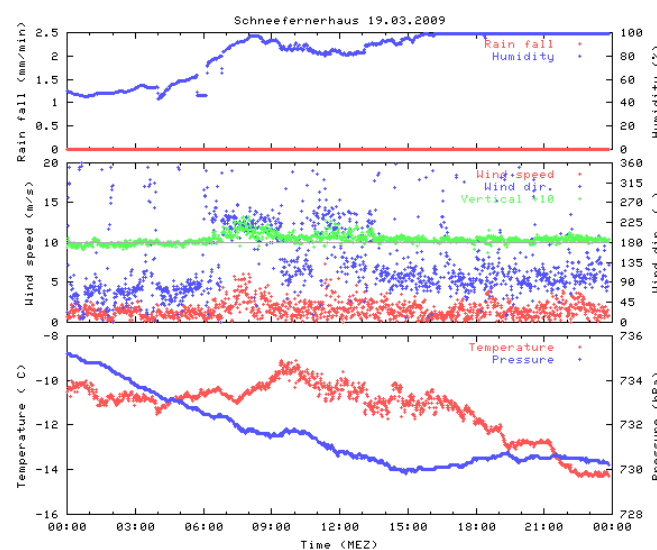


Abbildung 4.9: Meteorologischer Plot vom 19. März 2009; Interpretation wie in Abb. 4.3 (MEZ) (Quelle: DWD).

Die Temperatur lag zunächst ziemlich konstant bei etwa -10°C , um nach einem Maximum von ca. -9°C gegen 09:00 UTC im Laufe des Nachmittags und Abends auf Tiefstwerte von -14°C abzusinken (Abb. 4.9).

Bei ganztägig, mit Ausnahme gegen 07:00 UTC, relativ schwachem Wind ($< 2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) konnten Wolkendicken zwischen 1 km und 3 km, mit im Tagesverlauf abnehmendem Trend, beobachtet werden (Abb. 4.10).

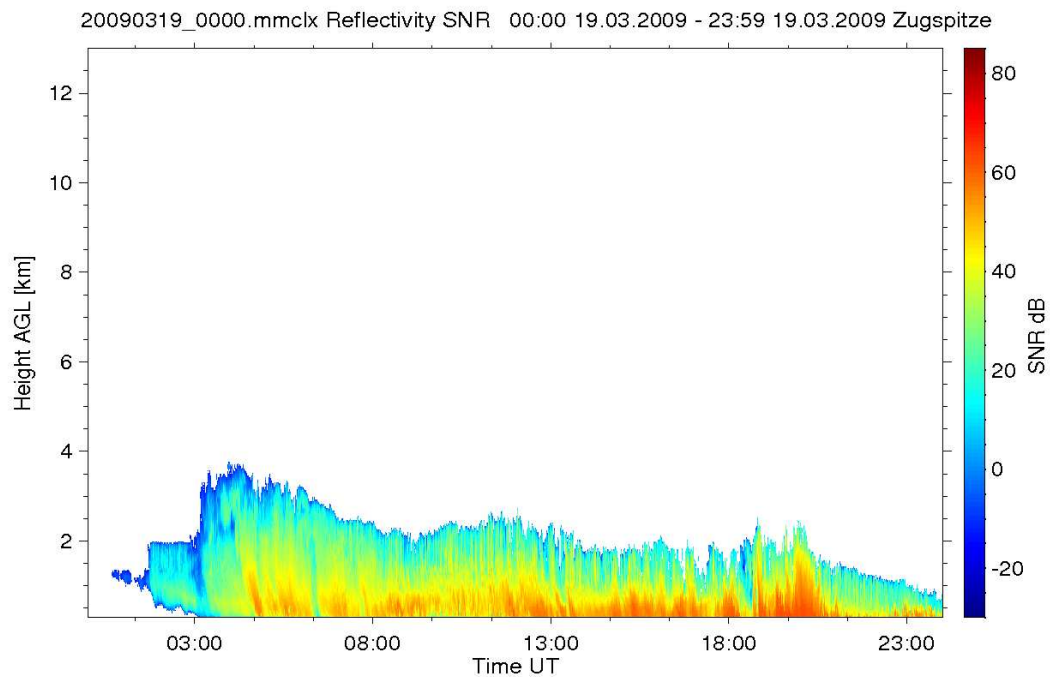


Abbildung 4.10: Wolkenradar: Reflektivität vom 19. März 2009.

4.1.5 20. März 2009

Bis zum 20. März 2009 hatte sich der Hochdruckkern etwas weiter nach Süden verlagert und lag direkt über der Nordsee (Abb. 4.11). Durch eine von Nordost auf Ost drehende Strömung wurde verstärkt der über Osteuropa lagernde Kaltluftvorrat angezapft.

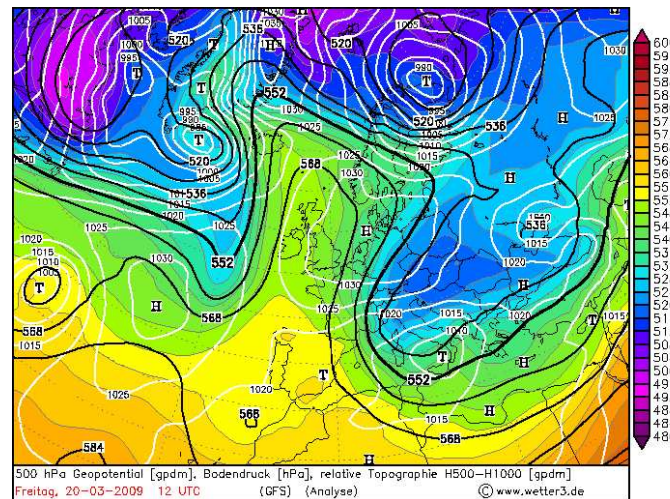


Abbildung 4.11: GFS-Analyse für den 20. März 2009 12 UTC; Interpretation wie in Abb. 4.2 (Quelle: www.wetter3.de).

Schneefall konnte bis ca. 20:00 UTC beobachtet werden. Die größte Intensität herrschte schauerartig verstärkt zwischen 06:00 UTC und 07:30 UTC.

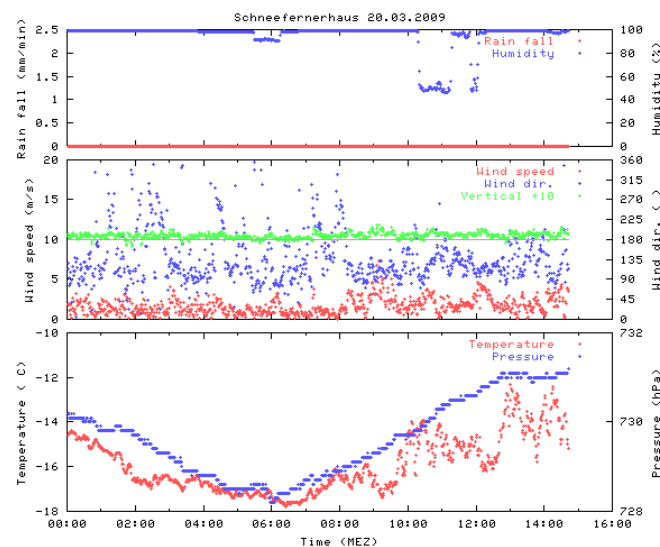


Abbildung 4.12: Meteorologischer Plot vom 20. März 2009; Interpretation wie in Abb. 4.3 (MEZ) (Quelle: DWD).

Aufgrund der durch die Ostströmung herangeführten Luftmassen waren die Temperaturen mit -18°C bis -13°C unter dem Niveau des Vortages (Abb. 4.12).

Bis ca. 07:00 UTC war kaum Wind zu beobachten ($1 - 2 \frac{m}{s}$), danach frischte er leicht auf, war aber dennoch auf niedrigem Niveau ($< 5 \frac{m}{s}$).

Bei sehr dünnen Wolken (ca. 500 m) war jedoch nur noch sehr leichter Schneefall zu beobachten (Abb. 4.13). Ihre maximale Mächtigkeit erreichte die Wolkenschicht gegen 06:00 UTC. Gegen 19:00 UTC löste sie sich schließlich komplett auf.

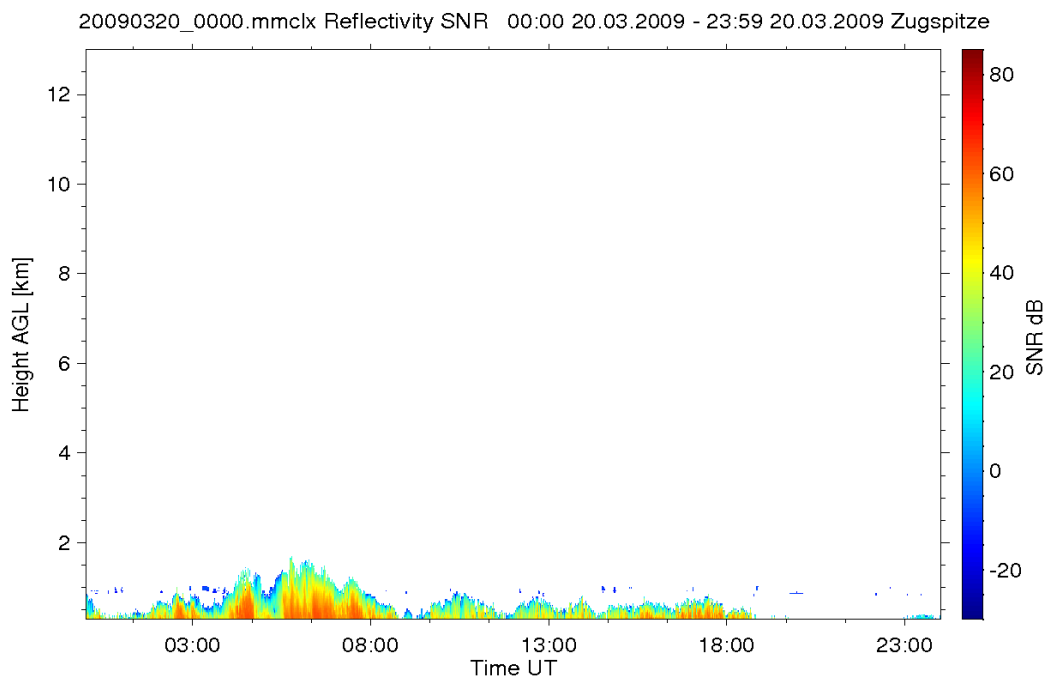


Abbildung 4.13: Wolkenradar: Reflektivität vom 20. März 2009.

4.2 Charakterisierung von Schneeereignissen

Die Betrachtungen der Kapitel 4.2.1 bis 4.2.3 beziehen sich auf ein langlebiges Schneeereignis am 20. Februar 2009 zwischen 06:00 UTC und 24:00 UTC. Neben einem Vergleich des Steigungsparameters der angewandten Parametrisierungen für Größenverteilungen und der Untersuchung des Einflusses verschiedener Parameter auf die Schneefallrate wird untersucht, ob es einen einfachen Zusammenhang zwischen der Wolkendicke und den mittleren maximalen Durchmessern der Partikel gibt. Anschließend werden in Kapitel 4.2.4 anhand der Daten aller vier ausgewählter Tage mit Streuplots Korrelationen verschiedener Parameter diskutiert.

4.2.1 Analyse des Steigungsparameters Λ

In Abb. 4.14 soll kurz auf die aus den verschiedenen Beschreibungsmöglichkeiten einer Größenverteilung erhaltenen Werte des Steigungsparameters Λ eingegangen werden. Da die Werte von N_0 aus den verschiedenen Parametrisierungen aufgrund der μ -Abhängigkeit der Gamma-Verteilung nicht direkt miteinander vergleichbar sind, wird darauf verzichtet.

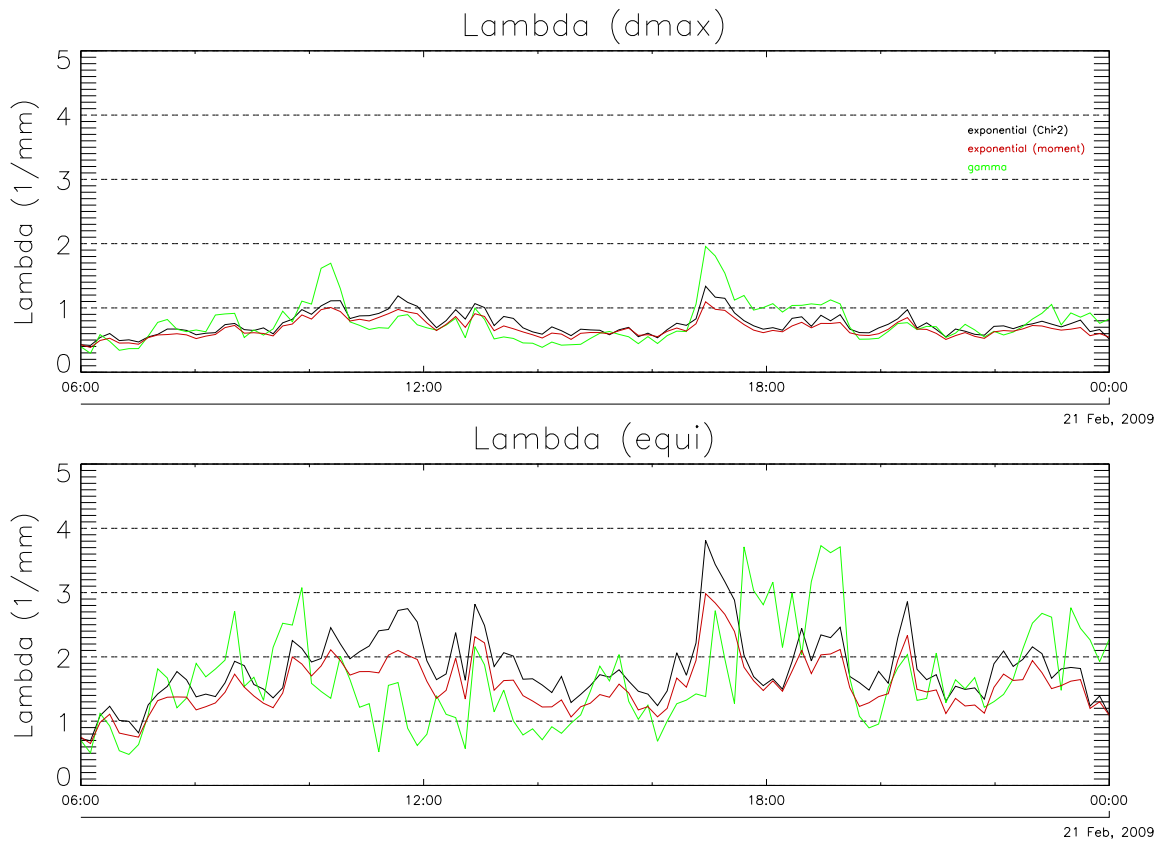


Abbildung 4.14: Zeitreihen von Λ auf Basis der Größenverteilungen der Maximalen Dimension (oben) und des volumen-äquivalenten Durchmessers (unten) vom 20. Februar 2009; abgebildet ist der exponentielle χ^2 -Fit (schwarz), der exponentielle Fit anhand der Momentenmethode (rot) und der Gamma-Fit (grün).

Der Verlauf des Steigungsparameters aus der Verteilung der maximalen Dimension ist relativ glatt. Die Anpassung einer Ellipse scheint lokale Ausreißer in den Größenverteilungen zu dämpfen. Außerdem ist zu beobachten, dass sich Λ mit Werten zwischen null und zwei auf deutlich niedrigerem Niveau bewegt, wie das anhand des volumen-äquivalenten Durchmessers berechnete Λ . Jenes pendelt mit Werten zwischen null und vier beinahe im doppelten Intervall. Dies hat zur Ursache, dass die Berechnung der maximalen Dimension der angepassten Ellipse die Durchmesser im Vergleich zum volumen-äquivalenten Durchmesser zu höheren Werten verschiebt. Die Folge ist, dass die Verteilungen an Steilheit verlieren und Λ kleiner wird. Vergleicht man die beiden verwendeten Methoden zur Anpassung eines exponentiellen Fits an die Größenverteilungen, ist auffällig, dass sich der Wert des χ^2 -Fits sehr stabil leicht über dem Wert der Momentenmethode befindet. Das mit der Gamma-Methode berechnete Λ unterliegt etwas stärkeren Schwankungen. Je nach Stärke und Richtung der Abweichung vom exponentiellen Fit liegt der Wert für Λ oberhalb oder unterhalb der exponentiell berechneten Werte. Unterscheidet sich das aus dem exponentiellen Fit berechnete Λ stark vom aus dem Gamma-Fit berechneten Λ (z.B. zwischen 11:00 UTC und 12:00 UTC und gegen 19:00 UTC), liegt dies meist am auslaufenden Schweif der Verteilung (Abb. 4.15). Da dieser nur noch sehr kleine Werte von $N(D)$ aufweist, schmiegt sich die Gerade des exponentiellen Modells im Semi-Log-Plot vor allem an die höheren Werte von $N(D)$ an und repräsentiert den Schweif kaum.

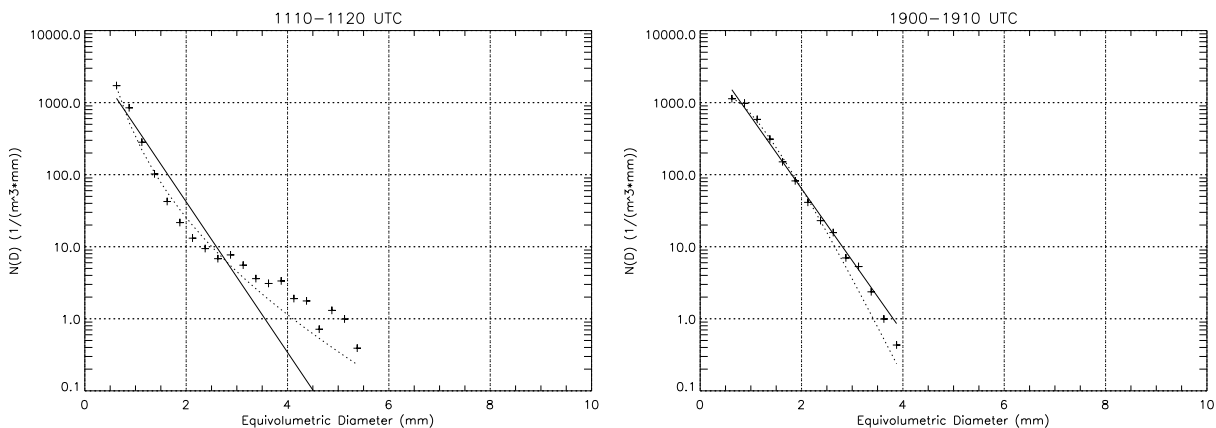


Abbildung 4.15: Größenverteilungen von zwei Zeitintervallen vom 20. Februar 2009. Darstellung wie in Abb. 3.1.

Der Gamma-Fit hingegen hat durch den Krümmungsparameter μ die Möglichkeit, sowohl den großen Werten von $N(D)$ zu folgen, als auch den Verlauf des kleiner werdenden Schweifs wiederzugeben. Fällt die Verteilung schneller ab, als vom exponentiellen Modell erwartet (Abb. 4.15, 1900-1910 UTC), führt dies zu großen Werten von Λ_{gamma} . Läuft die Verteilung langsamer aus (Abb. 4.15, 1110-1120 UTC), sind die Werte von Λ_{gamma} kleiner als die Werte von Λ_{exp} .

4.2.2 Betrachtung der Schneefallrate anhand von Zeitreihen

Anhand von sechs Zeitintervallen des 20. Februar 2009 wird untersucht, welche Ursachen Änderungen der Schneefallrate haben können. Die anderen Zeitintervalle dieses Tages wurden nicht näher betrachtet. Abb. 4.16 zeigt die Schneefallrate S (das Wasser-Äquivalent),

die absolute Anzahlichte N_t , den median volume diameter D_0 und die mittlere vertikale Fallgeschwindigkeit.

Periode I weist ein Abnehmen der Schneefallrate von $1 \frac{mm}{h}$ auf $0,5 \frac{mm}{h}$ auf. Dies war verbunden mit sinkender Anzahlkonzentration, zunehmendem D_0 und leicht abnehmender Fallgeschwindigkeit. Während Periode II wuchs die Schneefallrate von knapp $1 \frac{mm}{h}$ auf ca. $1,75 \frac{mm}{h}$. Dabei ist eine starke Zunahme der Anzahlkonzentration zu sehen. D_0 nahm ab und die mittlere Fallgeschwindigkeit leicht zu. Periode III zeigt ebenfalls eine zunehmende Schneefallrate. Wiederum ging diese Zunahme mit einer deutlich zunehmenden Anzahlkonzentration einher, wohingegen D_0 wieder abnahm und die vertikale Fallgeschwindigkeit der Teilchen im Mittel einen leichten Aufwärtstrend aufwies. Eine weitere deutliche Zunahme der Schneefallrate findet man in Periode IV. Auch hier ist eine leichte Zunahme der Anzahlkonzentration zu beobachten, auffällig ist jedoch vor allem, dass die zunehmende Schneefallrate erstmals auch mit zunehmendem D_0 einher geht. Die vertikale Fallgeschwindigkeit in Periode IV fällt. Die abnehmende Schneefallrate in Periode V weist eine abnehmende Anzahlkonzentration und nahezu konstant bleibende D_0 und Fallgeschwindigkeiten auf. Der letzte untersuchte Abschnitt, Periode VI, zeigt eine abnehmende Schneefallrate bei abnehmender Anzahlkonzentration, zunehmendem D_0 und gleichzeitig kleiner werdenden Fallgeschwindigkeiten.

Tabelle 4.1: Übersicht über die Tendenzen der einzelnen Parameter in den untersuchten Perioden: die Parameter nahmen entweder zu (+), blieben annähernd konstant (0), oder nahmen ab (-).

	I	II	III	IV	V	VI
Schneefallrate [mm/h]	-	+	+	+	-	-
N_t [m⁻³]	-	+	+	+	-	-
D_0 [mm]	+	-	-	+	0	+
V [m/s]	-	+	+	-	0	-

Die stärkste Korrelation ist zwischen Änderungen der Schneefallrate und Änderungen der Anzahlkonzentration N_t festzustellen (Tab. 4.1). Eine markante Änderung der Schneefallrate geht beinahe immer mit einer Änderung der Anzahlkonzentration einher.

Wenn sich Wolkenstruktur, -dicke und -wassergehalt nicht entscheidend ändern, hat eine zunehmende Teilchenzahl in der Regel abnehmende Durchmesser zur Folge. So ist in den untersuchten Perioden bei zunehmender Schneefallrate meist ein abnehmendes D_0 und bei abnehmender Schneefallrate ein zunehmendes D_0 zu beobachten. Treffen jedoch, wie in Periode IV, eine zunehmende Anzahlkonzentration und ein zunehmendes D_0 zusammen, fällt die Zunahme der Schneefallrate besonders stark aus.

Invers verhält es sich mit D_0 und der mittleren vertikalen Fallgeschwindigkeit der Partikel. So gehen größer werdende Teilchen im untersuchten Fall wohl mit Aggregaten und abnehmender Dichte einher. Damit überwiegt der zunehmende Luftwiderstand die größer werdende Masse und impliziert somit eine abnehmende Fallgeschwindigkeit bei größer werdenden Teilchen. Es sind also meist zunehmende Fallgeschwindigkeiten bei wachsenden Schneefallraten zu beobachten. Periode IV stellt hier eine Ausnahme dar. Sie war Teil eines Übergangs verschiedener Wolkenschichten.

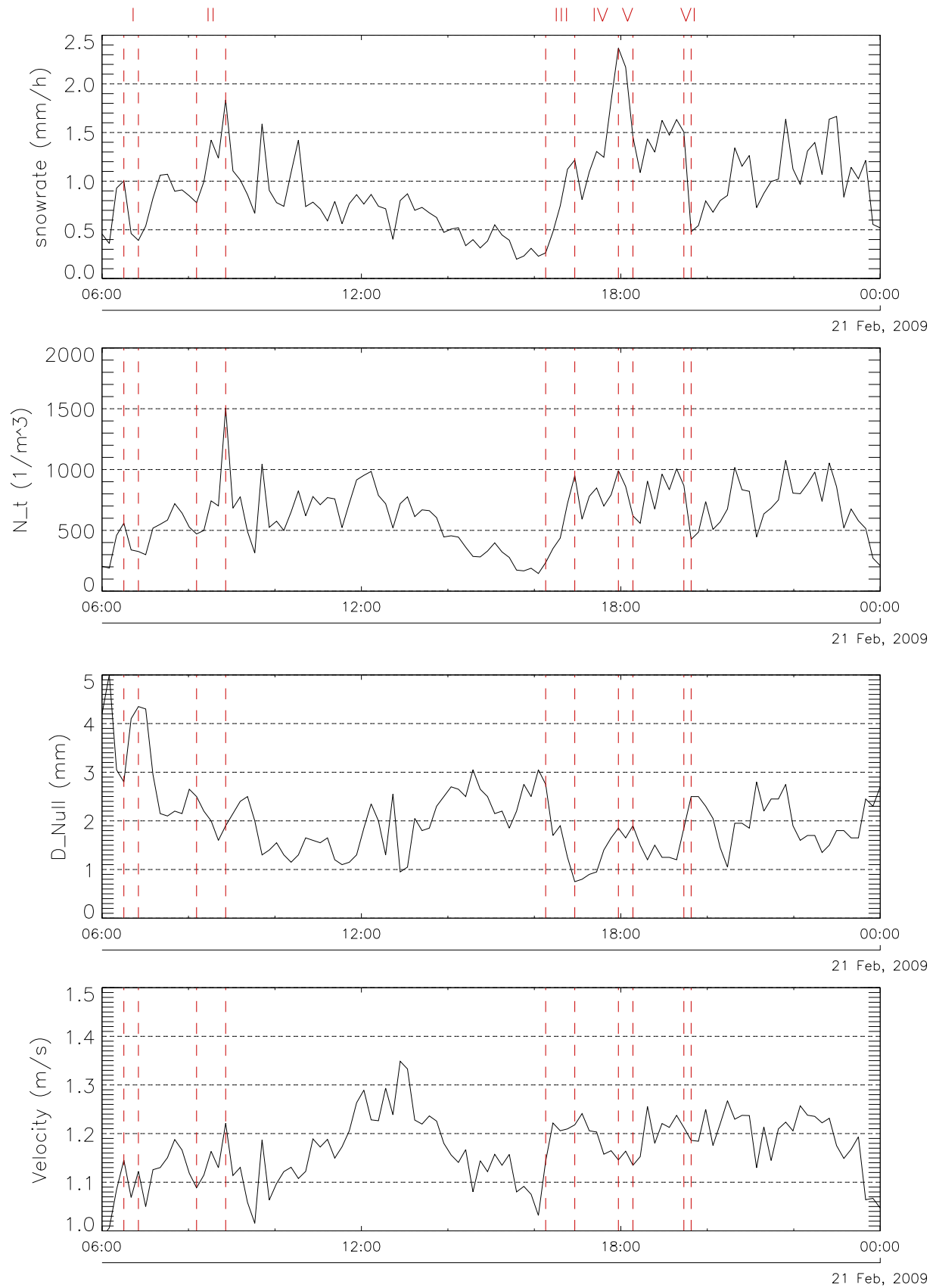


Abbildung 4.16: Zeitreihen von ausgewählten Parametern für ein langlebiges Schneereignis am 20. Februar 2009: Schneefallrate S aus den Distrometer-Daten (oben), absolute Anzahlkonzentration N_t (zweites von oben), median volume diameter D_0 (drittes von oben), mittlere vertikale Fallgeschwindigkeiten v (unten).

4.2.3 Untersuchung des Übergangs verschiedener Wolkendicken

Den schon beschriebenen Übergang der nur etwa einen Kilometer dicken Wolkenschicht auf Wolken mit fast sechs Kilometer Dicke (Abb. 4.7) lohnt es sich genauer zu betrachten. Aufgrund des länger möglichen Teilchenwachstums in dickeren Wolken könnte man vermuten, dass mächtigere Wolkenschichten zu größeren Teilchen führen. Gibt es also einen einfachen Zusammenhang zwischen Dicke der Wolke und Größe der Hydrometeore?

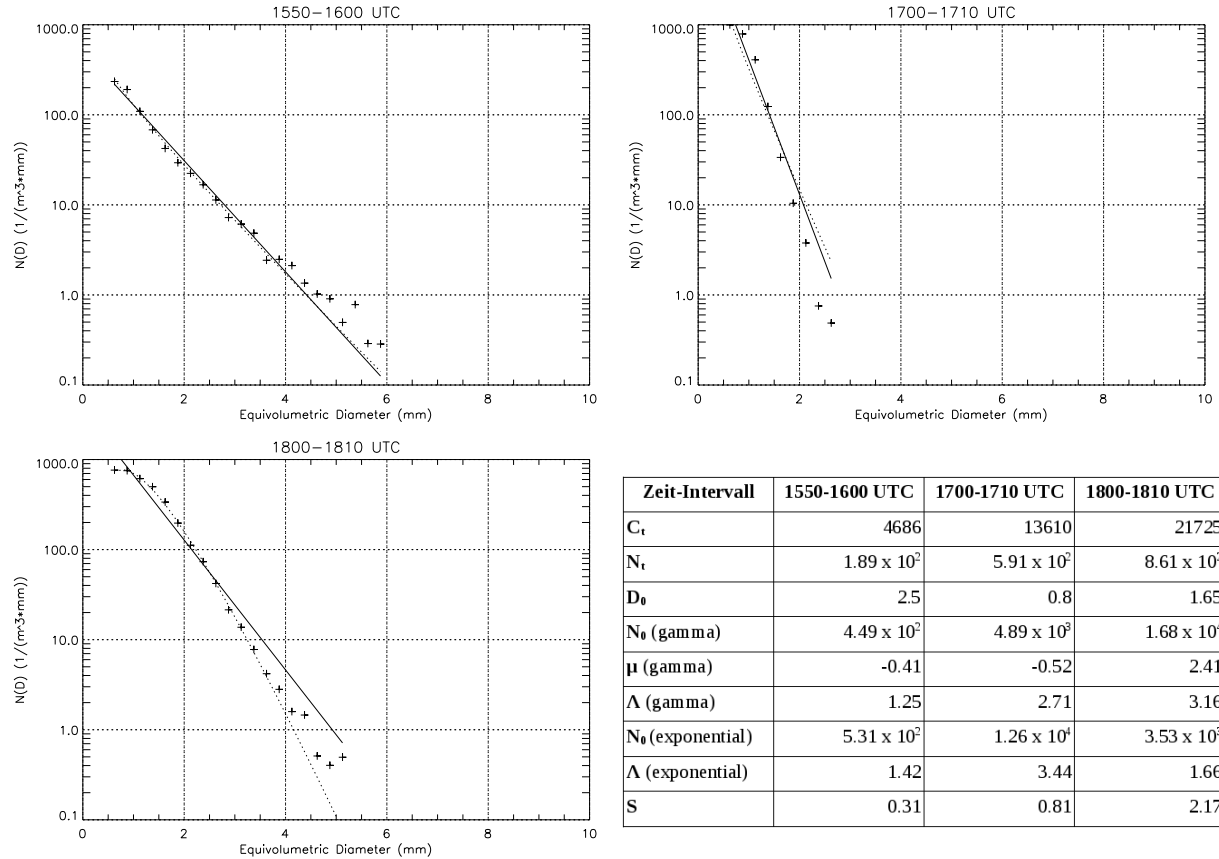


Abbildung 4.17: Größenverteilungen vom 20. Februar 2009; unten rechts Tabelle mit berechneten Eigenschaften und leitenden Parametern für die beiden Modelle der Verteilungen: C_t ist die Anzahl der beobachteten Partikel im 10-Minuten-Intervall; benutzte Einheiten: N_t (m^{-3}), D_0 (mm), N_0 ($m^{-3}mm^{-\mu-1}$ bzw. $m^{-3}mm^{-1}$), Λ (mm^{-1}) und S ($\frac{mm}{h}$).

Dieser Übergang wird durch Periode III und Periode IV in Abb. 4.16 repräsentiert. Es ist zu sehen, dass während des Anwachsens der Wolkendicke die Schneefallrate zunahm. Dies geschah in zwei Etappen. So nahm, wie oben beschrieben, in Periode III zunächst die Anzahlkonzentration deutlich zu, wobei der median volume diameter abnahm. Dies ist in den Größenverteilungen in Abb. 4.17 deutlich zu erkennen. Die Verteilung zwischen 1550 UTC und 1600 UTC, also zum Zeitpunkt einer dünnen Wolkenschicht, weist maximale Durchmesser bis 6 mm und Anzahlkonzentrationen pro Einheitsvolumen bis ca. $200 m^{-3}mm^{-1}$ auf. Zum Ende von Periode III, zwischen 1700 UTC und 1710 UTC (bereits in der anwachsenden Wolkenschicht), ist die Verteilung wesentlich schmaler und steiler, verursacht durch mehr, aber kleinere Partikel. In Periode IV, als die Wolke ihre maximale Mächtigkeit erreicht, ist anhand der Größenverteilung von 1800 UTC bis 1810 UTC deutlich zu erkennen, dass die Verteilung bei unverändert hohen Anzahlkonzentrationen hin zu höheren Durchmessern wieder flacher wird. Aufgrund der theoretisch längeren Wachstumsperiode in dickeren Wolken

könnte man erwarten, dass die mittlere Teilchengröße mit wachsender Wolkendicke zunimmt. Betrachtet man den Verlauf von D_0 in Abb. 4.16, kann man jedoch leicht erkennen, dass die mittleren Durchmesser zwischen 1700 UTC und 1800 UTC zwar größer werden, jedoch zu früheren Zeiten (z.B. gegen 1600 UTC) bei dünneren Wolkenschichten deutlich größer waren.

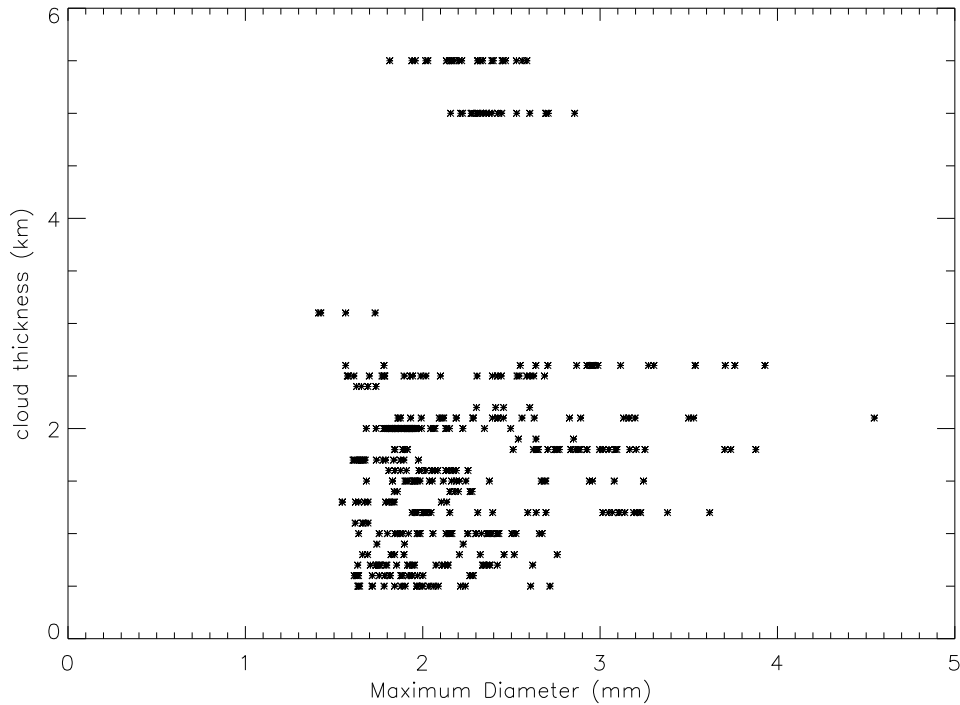


Abbildung 4.18: Beziehung zwischen mittlerem maximalem Durchmesser und der Wolkendicke anhand aller vier untersuchter Tage.

In Abb. 4.18 ist der über die 10-Minuten-Intervalle gemittelte maximale Durchmesser gegen Abschätzungen der Wolkendicken aus allen vier untersuchten Schneefalltagen aufgetragen. Hier wird die anhand des Beispiels vom 20. Februar 2009 angestellte Vermutung bestätigt, dass kein einfacher Zusammenhang zwischen Wolkendicke und Teilchengröße hergestellt werden kann. Vielmehr spielen hier viele weitere Parameter, wie zur Verfügung stehende Feuchte, Anzahl der Kondensationskerne, Temperatur und Vertikalbewegungen eine entscheidende Rolle.

4.2.4 Analyse ausgewählter Korrelationen

4.2.4.1 Korrelationen von Λ , μ und N_0

Betrachtet man die Steigungen Λ_{exp} der exponentiellen Größenverteilungen der einzelnen 10-Minuten-Intervalle und vergleicht sie mit den mittleren maximalen Durchmessern dieser Zeiträume, findet man eine eindeutige Korrelation. Größer werdende Steigungsparameter und daraus folgende abnehmende spektrale Breite der Verteilungen gehen allgemein mit abnehmenden mittleren maximalen Durchmessern einher (Abb. 4.19, links; Gl. 4.1).

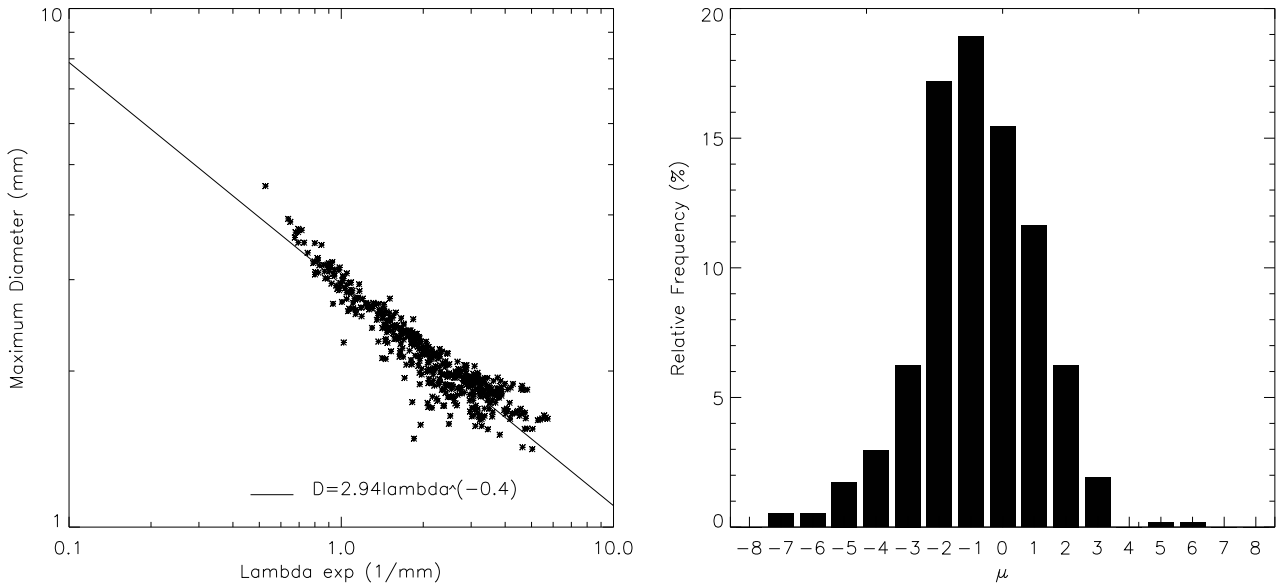


Abbildung 4.19: Beziehung zwischen dem Steigungsparameter Λ_{exp} und dem mittleren maximalen Durchmesser der Partikel (links) und die relative Häufigkeit für den Krümmungsparameter μ der abgeschnittenen Gamma-Verteilung (rechts).

$$D_{max} = 2.94 \Lambda_{exp}^{-0.4} \quad (4.1)$$

Ähnliche Beziehungen wurden auch schon früher gefunden (z.B. Heymsfield et al., 2002). Jedoch erscheint es nicht sehr sinnvoll diese exakt miteinander zu vergleichen, da sie in der Regel auf anderen Bestimmungen des maximalen Durchmessers beruhen.

Im Histogramm in Abb. 4.19 ist die relative Häufigkeit der Werte des Krümmungsparameters der abgeschnittenen Gamma-Verteilungen zu sehen. Die Werte von μ bewegen sich zwischen einem Minimum von -7 und einem Maximum von +6. Die größten Häufigkeiten findet man bei Werten zwischen -2 und +1 mit einem Maximum bei -1. Es ist also zu erkennen, dass die große Mehrheit der Krümmungsparameter nahe bei Null liegt, was einer exponentiellen Verteilung entspräche. Es bestätigt sich die Behauptung aus früheren Arbeiten (z.B. Gunn and Marshall, 1958; Brandes et al., 2007), dass das exponentielle Modell eine gute Anpassung an Größenverteilungen von Schnee ist. Brandes et al. (2007) fanden die größten Häufigkeiten für den Krümmungsparameter während einer Messkampagne in Colorado bei Werten zwischen -1 und +2 mit Maximum bei +1. 57,5 % von insgesamt 482 Werten von μ sind negativ, was dafür spricht, dass für Eispartikel häufig leicht superexponentielle Spektren, mit höheren Konzentrationen von kleinen Teilchen als vom exponentiellen Modell erwartet, gefunden werden. Negative Werte von μ stimmen überein mit Eispartikel-Verteilungen aus Flugzeugbeobachtungen (Heymsfield et al., 2002; Heymsfield, 2003).

Wie in Abb. 4.20 (links) zu sehen ist, nehmen die Werte von μ mit steigendem Λ_{Γ} zu (Gl. 4.2). Für große Werte von Λ_{Γ} ist μ positiv (subexponentielle Spektren), oberhalb von $\Lambda_{\Gamma} = 4 \text{ mm}^{-1}$ ist μ sogar ausschließlich positiv. Für kleine Werte von Λ_{Γ} tendiert μ zu negativen Werten (superexponentielle Spektren), unterhalb von $\Lambda_{\Gamma} \approx 1 \text{ mm}^{-1}$ ist μ sogar fast ausschließlich negativ. Dies ist konsistent mit Flugzeugbeobachtungen von Heymsfield et al. (2002).

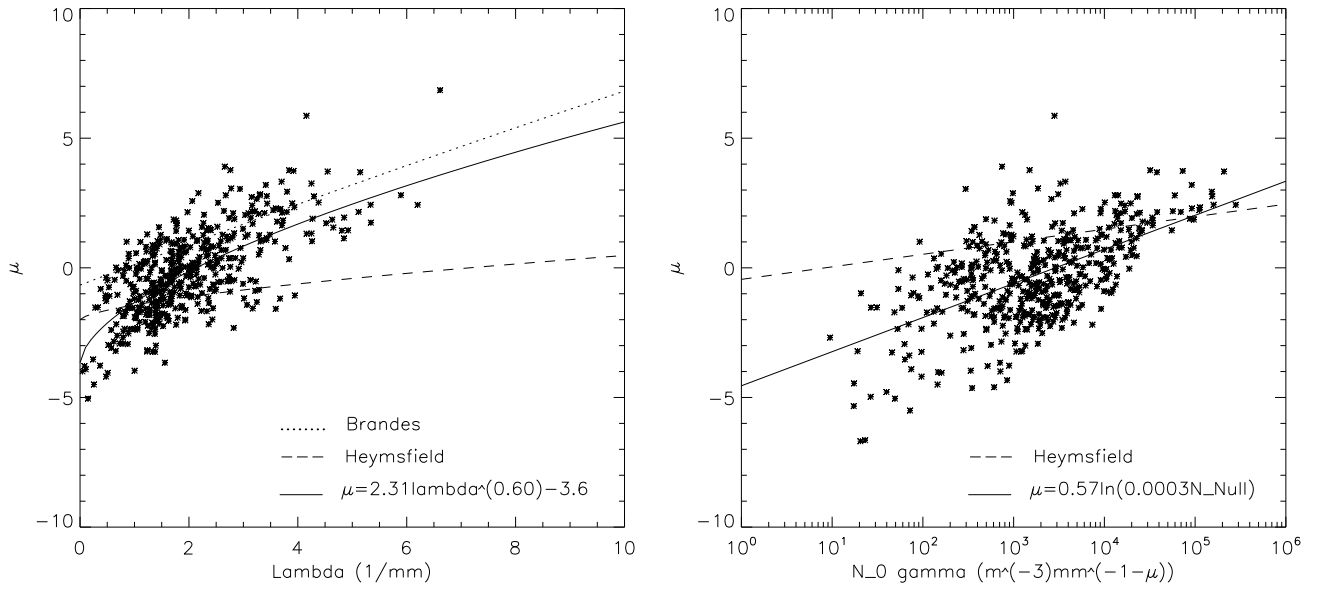


Abbildung 4.20: Beziehungen zwischen Λ_Γ und dem Krümmungsparameter μ (links) und zwischen $N_{0\Gamma}$ und dem Krümmungsparameter μ der abgeschnittenen Gamma-Verteilung (rechts).

$$\mu = 2.31\Lambda_\Gamma^{0.6} - 3.6 \quad (4.2)$$

Ausreißer mit hohen Werten von μ und Λ_Γ stammen häufig von sehr schmalen Verteilungen. Diese kommen meist zu Beginn oder am Ende eines Schneeereignisses vor, wenn nur sehr wenige Teilchen beobachtet werden. Starker Niederschlag geht meist mit kleinen Werten von μ und Λ_Γ einher (Brandes et al., 2007).

Die gepunktete bzw. die gestrichelte Linie im Plot in Abb. 4.20 (links) sind Fits von in-situ-Messungen mit einem 2DVD von Brandes et al. (2007) bzw. von Flugzeugmessungen von Heymsfield et al. (2002). Der Fit von Brandes et al. (2007) ($\mu = -0.004992\Lambda_\Gamma^2 + 0.7982\Lambda_\Gamma - 0.6658$) stimmt mit leicht höheren Werten mit der hier angelegten Kurve gut überein. Die Kurve von Heymsfield et al. (2002) ($\mu = 0.13\Lambda_\Gamma^{0.64} - 2$) liegt allerdings etwas niedriger. Dies liegt daran, dass bei Flugzeugmessungen sehr viele sehr kleine Wolkenpartikel gemessen werden, welche das Distrometer in den hier durchgeführten Messungen nicht auflösen kann. Diese hohe Anzahl von kleinen Partikeln in den Verteilungen der Flugzeugmessungen führt zu superexponentiellen Spektren und somit kleinen Werten von Λ_Γ . Im Distrometer werden hingegen nur Niederschlagspartikel und nicht die kleinen Wolkenteilchen gemessen.

Auch $N_{0\Gamma}$ und μ sind tendenziell gleich korreliert (Abb. 4.20, rechts). So nimmt μ bei größer werdendem $N_{0\Gamma}$ zu (Gl. 4.3). Aufgrund der Abhängigkeit von μ [$\rightarrow m^{-3}mm^{-1-\mu}$] ist $N_{0\Gamma}$ nicht eindeutig physikalisch zu interpretieren. Nimmt man aber an, dass $\mu = 0$ ist (gute Näherung; siehe Abb. 4.19), so trifft $N_{0\Gamma}$ wieder eine Aussage über die Teilchenkonzentration. Mit dieser Annahme lässt sich die Korrelation so interpretieren, dass hohe Teilchenkonzentrationen häufig mit subexponentiellen Spektren (positives μ) zusammenfallen und bei geringeren Anzahlkonzentrationen vermehrt superexponentielle Spektren (negatives μ) beobachtet werden können.

$$\mu = 0.57 \ln(0.0003 N_{0r}) \quad (4.3)$$

Im Vergleich zu den Flugzeugmessungen von Heymsfield et al. (2002) ($\mu = 0.21 \ln(0.12 N_{0r})$) ist der Verlauf des hier angelegten Fits etwas steiler. Dies liegt daran, dass das Intervall von N_{0r} auf der Abszisse bei Heymsfield et al. (2002) mit Werten zwischen 10^{-5} und 10^6 etwa doppelt so groß ist wie in dieser Arbeit (10^1 bis 10^6). Heymsfield et al. (2002) haben also wesentlich geringere Werte von N_0 beobachtet, welche entscheidenden Einfluss auf die Parametrisierung haben.

4.2.4.2 Korrelationen von Formparametern

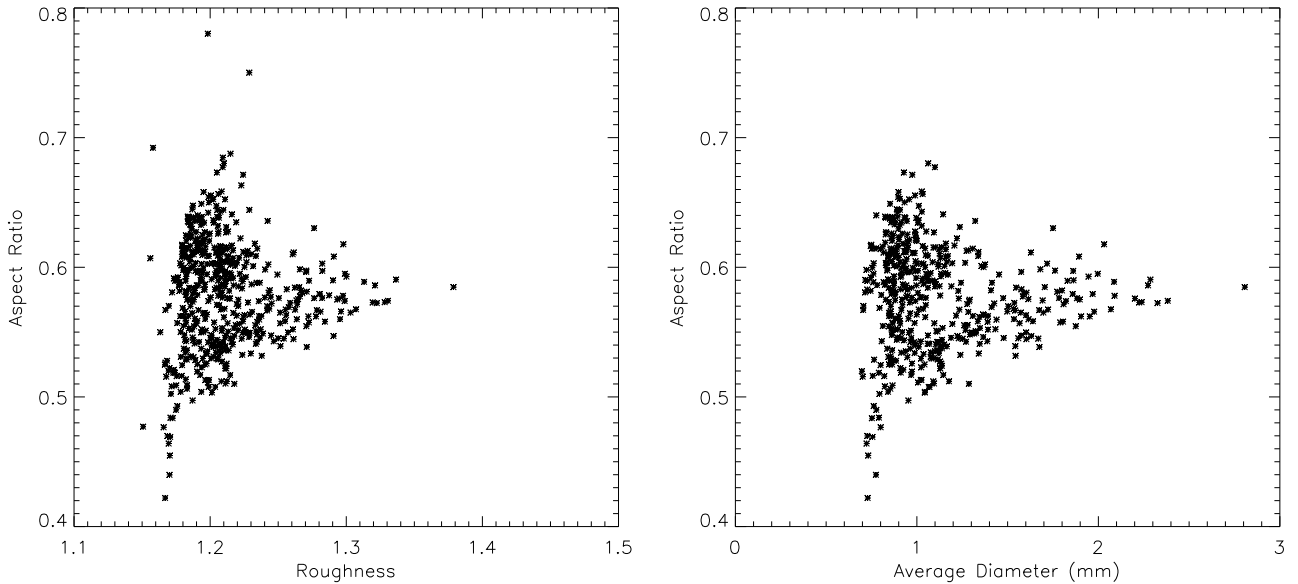


Abbildung 4.21: Beziehungen zwischen Rauigkeit und Aspektverhältnis (links) und mittlerem Durchmesser und Aspektverhältnis (rechts).

Zwischen der Rauigkeit der Partikel und ihrem Aspektverhältnis (Abb. 4.21, links) ist keine eindeutige Korrelation zu erkennen. Bei Rauigkeiten kleiner als 1,25 findet man eine extrem große Streuung des Aspektverhältnisses. Hin zu größeren Rauigkeiten pendelt sich das Aspektverhältnis bei etwa 0,6 ein.

Ähnlich verhält es sich mit dem mittleren Durchmesser und dem Aspektverhältnis (Abb. 4.21, rechts). Für kleine Durchmesser gibt es eine sehr hohe Streuung, für größere Durchmesser tendiert das Aspektverhältnis wieder zu Werten um 0,6. Es scheint also eine Korrelation zwischen dem mittleren Durchmesser der Teilchen und ihrer Rauigkeit zu geben (Abb. 4.23).

Anders verhält es sich mit der Temperatur und dem Aspektverhältnis (Abb. 4.22, links). Trotz hoher Streuung kann zumindest eine Tendenz zu niedrigeren Aspektverhältnissen bei zunehmenden Temperaturen festgestellt werden. Dies bedeutet, dass bei höheren Temperaturen tendenziell unregelmäßigere Teilchen beobachtet werden. Vermutlich ist dies verstärkter Aggregation geschuldet. Trotz leicht unterschiedlicher Definition des Aspektverhältnisses (Quotient aus der Ausdehnung senkrecht zum maximalen Durchmesser und des maximalen Durchmessers der Teilchen) finden auch Korolev and Isaac (2003) eine Korrelation des

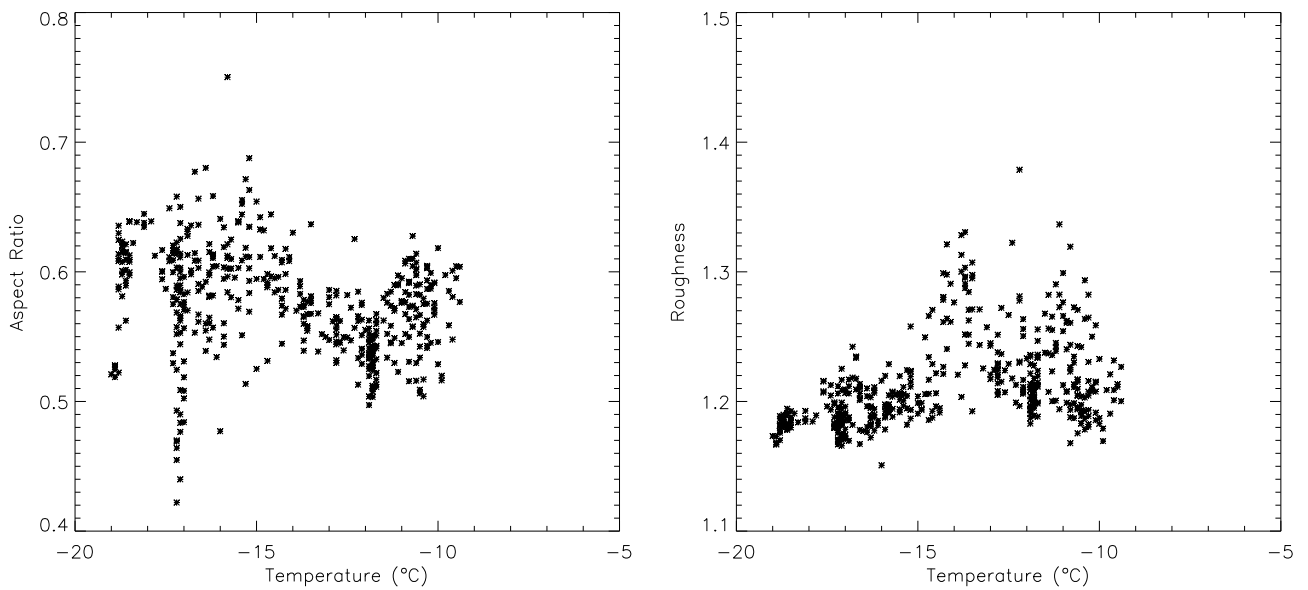


Abbildung 4.22: Beziehungen zwischen Temperatur und Aspektverhältnis (links) und Temperatur und Rauigkeit (rechts).

Aspektverhältnisses der Partikel und der Temperatur und keinen Zusammenhang zwischen dem Aspektverhältnis und der Teilchengröße.

Aufgrund verstärkter Aggregation ist zu beobachten, dass bei zunehmenden Temperaturen im Bereich zwischen -19°C und -9°C auch die Rauigkeit zunehmen kann (Abb. 4.22, rechts). Ein ähnlicher Zusammenhang wird später anhand der Temperatur und des median volume diameter thematisiert.

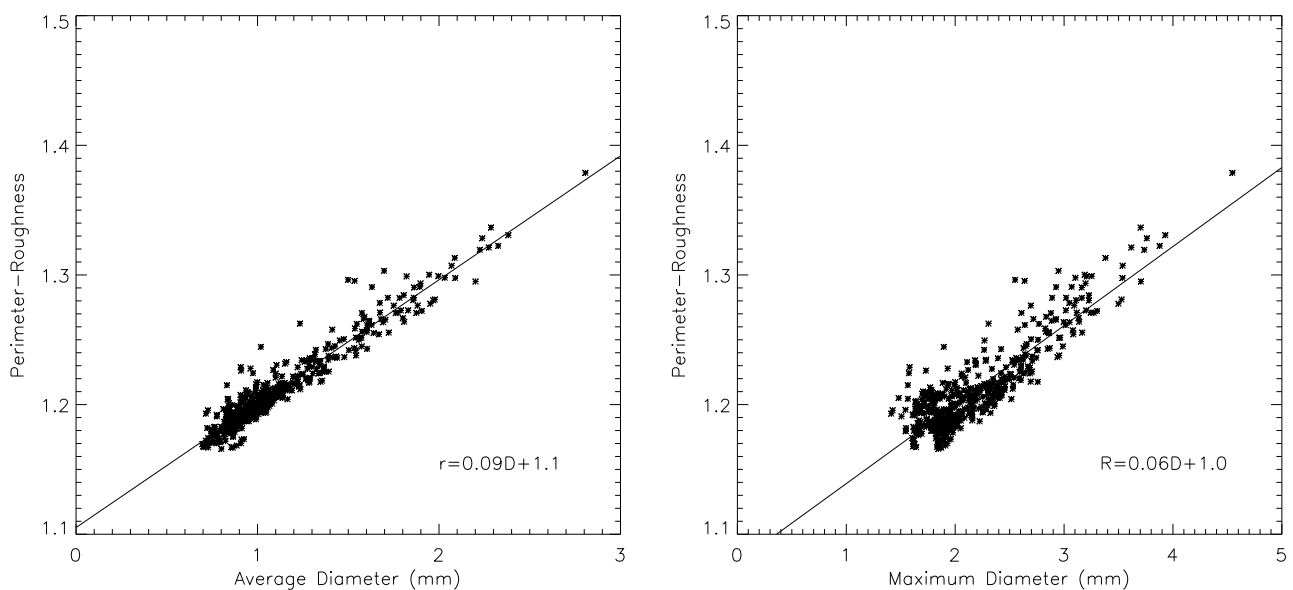


Abbildung 4.23: Beziehungen zwischen dem mittleren Durchmesser und der Rauigkeit (links) und dem mittleren maximalen Durchmesser der Partikel und ihrer Rauigkeit (rechts).

Wie schon vermutet, ist eine eindeutige Korrelation zwischen der Größe der Teilchen und ihrer Rauigkeit zu erkennen (Abb. 4.23). Bei Regressionskoeffizienten von 0,99 zeigt sich, dass bei zunehmenden Durchmessern auch die Rauigkeit zunimmt. Dies lässt die Vermutung zu, dass kleinere Partikel, z.B. als Graupel, sehr regelmäßig sind. Je größer sie werden, desto komplexer werden die Aggregate. Für die Korrelation von Durchmesser und Rauigkeit ergeben sich folgende Gleichungen:

$$R_U = 0.09D_{av} + 1.1 \quad (4.4)$$

$$R_U = 0.06D_{max_{av}} + 1.0 \quad (4.5)$$

4.2.4.3 Die Temperatur

Zunächst muss berücksichtigt werden, dass es sich bei den verwendeten Temperaturen um die am Messort Schneefernerhaus beobachteten Werte handelt. Diese entsprechen somit nicht exakt den Temperaturen während des Teilchenwachstums in den Wolken. Durch die Höhe des Messortes auf 2650 m ü. NN befindet man sich jedoch häufig in der Wolkenschicht und kann die Werte als ausreichende Näherung betrachten.

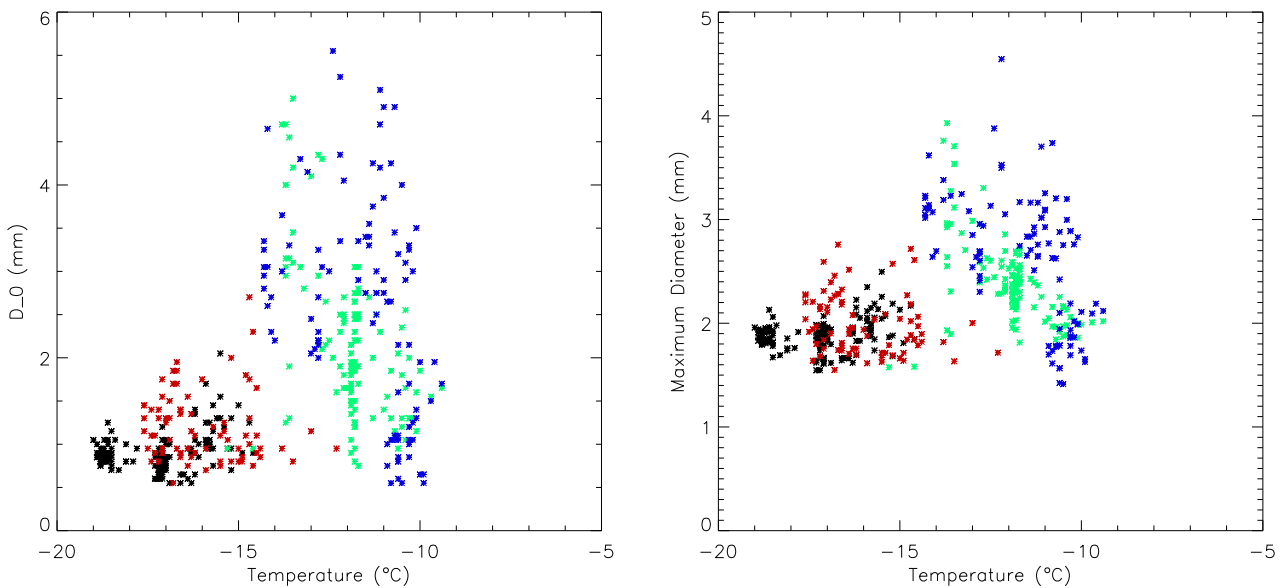


Abbildung 4.24: Beziehungen zwischen der Temperatur und dem median volume diameter (links) und der Temperatur und dem mittleren maximalen Durchmesser (rechts); farbig gekennzeichnet sind die untersuchten Tage: schwarz: 12. Februar 2009; grün: 20. Februar 2009; blau: 19. März 2009; rot: 20. März 2009.

Im Temperaturbereich zwischen -19°C und -9°C bewegt sich D_0 zwischen 0,5 mm und 5,5 mm. Dabei weitet sich der Bereich von D_0 mit zunehmender Temperatur auf. Wenn er bei -19°C noch zwischen 0,5 mm und 1,5 mm liegt, kann er nach stetigem Aufweiten der Verteilung ab ca. -12°C Werte zwischen 0,5 mm und 5,5 mm annehmen (Abb. 4.24, links). Es gibt bereits etliche Beobachtungen über Teilchenwachstum aufgrund verstärkter Aggregation verursacht durch zunehmende ‘‘Klebrigkeit’’ der Partikel oberhalb von -4°C (Hosler

et al., 1957), oberhalb von -5°C (Hobbs et al., 1974), bzw. oberhalb von -7°C (Brandes et al., 2007). Hosler and Hallgren (1960) postulierten ein lokales Maximum der Aggregation bei -11°C bis -12°C , verursacht durch die Änderung der dominierenden Teilchenform von Platten und Dendriten unterhalb von etwa -12°C auf Säulen und Nadeln oberhalb von etwa -12°C (Abb. 4.25). Auch Hobbs et al. (1974) fanden den zusätzlichen dendritischen Wachstumsbereich im Bereich zwischen -17°C und -12°C . Sie stellten die These auf, dass die Größe der Aggregate unterhalb von 0°C generell mit abnehmender Temperatur abnehme. In der dendritischen Wachstumsregion zwischen -17°C und -12°C ginge die Tendenz jedoch aufgrund der für die Aggregation förderlichen komplexen Form der Dendriten hin zur Formung größerer Aggregate.

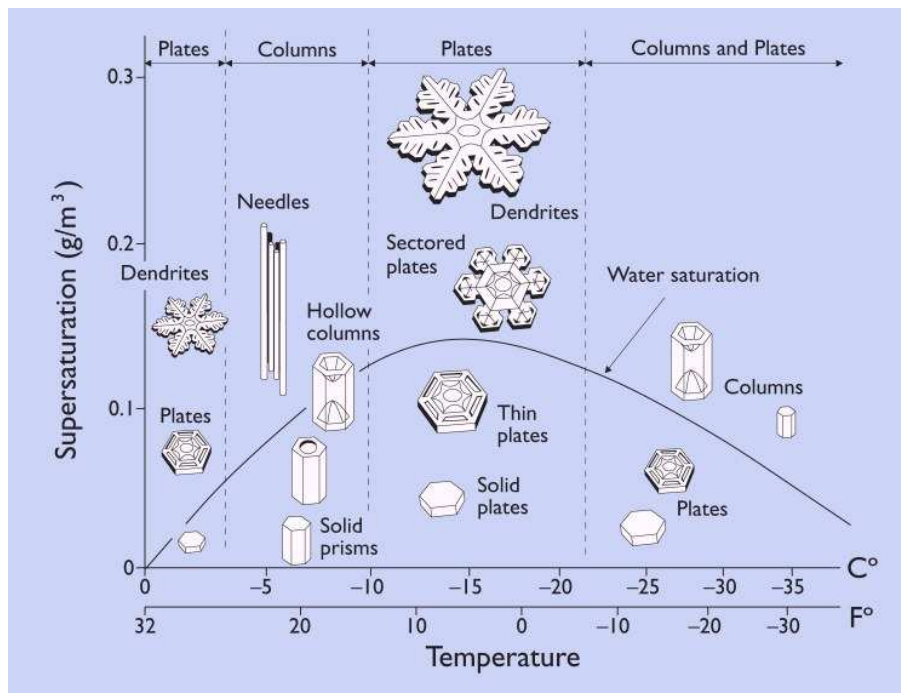


Abbildung 4.25: Verschiedene Formen von Schneeflocken in Abhängigkeit von der Temperatur nach Libbrecht (2005).

Die in dieser Arbeit verwendeten Datensätze liegen allesamt im Bereich zwischen -19°C und -9°C , weshalb keine Aussage über Aggregation in der Nähe der Null-Grad-Grenze getroffen werden kann. Der weitaus weniger untersuchte sekundäre Wachstumsbereich bei Temperaturen zwischen -17°C und -12°C kann jedoch bestätigt werden. So zeigt Abb. 4.24 (links) das maximal erreichte D_0 bei einer Temperatur von $-12,4^{\circ}\text{C}$. Auch die Korrelation des mittleren maximalen Durchmessers und der Temperatur (Abb. 4.24, rechts) bestätigt mit zunehmenden maximalen Durchmessern zwischen -19°C und -12°C den gefundenen dendritischen Wachstumsbereich.

In die nun folgenden Analysen von Zusammenhängen von Größenparametern und der Temperatur fließen Werte zu allen beobachteten Schneefallraten mit ein, wobei ein Großteil der Daten bei Schneefallraten kleiner als $2 \frac{\text{mm}}{\text{h}}$ beobachtet wurde.

Über die genaue Abhängigkeit des Konzentrations-Abschnittsparameters N_0 von der Temperatur herrscht keine Einigkeit. Im untersuchten Fall nahm N_0 im Temperaturbereich zwi-

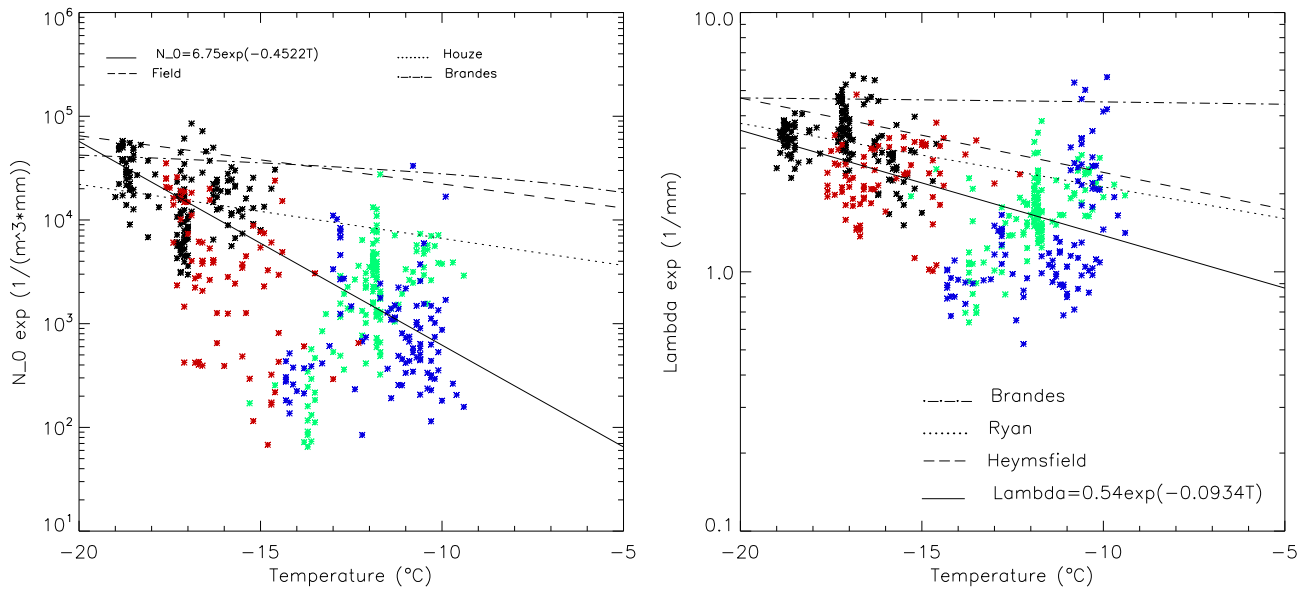


Abbildung 4.26: Beziehungen zwischen der Temperatur und dem exponentiellen Konzentrations-Abschnittsparameter N_0 (links) und der Temperatur und der Steigung Λ des exponentiellen Modells (rechts); farbig gekennzeichnet sind wieder die untersuchten Tage: schwarz: 12. Februar 2009; grün: 20. Februar 2009; blau: 19. März 2009; rot: 20. März 2009.

schen -19°C und -9°C von etwa $10^5\text{ mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ auf ca. $10^2\text{ mm}^{-1}\text{m}^{-3}$ ab (Abb. 4.26, links). Trotz Streuung über zum Teil mehrere Größenordnungen kann in diesem Temperaturbereich durchaus eine Systematik erkannt werden:

$$N_0 = 6.75 \exp(-0.4522T) \quad (4.6)$$

In früheren Arbeiten wird ein klarer Zusammenhang zwischen der Temperatur und N_0 oft angezweifelt. So wird festgestellt, dass N_0 mit zunehmender Temperatur systematisch abnimmt, jedoch ohne strenge Abhängigkeit (Heymsfield et al., 2002), oder dass N_0 eine weniger systematische Funktion der Temperatur ist und offenkundig geographisch lokal variiert (Ryan, 2000). Früher gefundene Parametrisierungen dieses Zusammenhangs (Houze et al., 1979; Field et al., 2004; Brandes et al., 2007), die in Abb. 4.26 (links) mit abgebildet sind, zeigen deutlich flachere Verläufe wie die hier gefundene Parametrisierung. Maßgeblich für die verschiedenartigen Ansichten der Abhängigkeit von N_0 von der Temperatur und die unterschiedlichen Parametrisierungen sind wohl die unterschiedlichen Temperaturbereiche. So bezog sich die Arbeit von Houze et al. (1979) auf Temperaturen zwischen -42°C und $+6^\circ\text{C}$, die Untersuchung von Field et al. (2004) auf Werte zwischen -55°C und $+5^\circ\text{C}$ und die Arbeit von Brandes et al. (2007) auf Messwerte zwischen -17°C und -14°C und zwischen -8°C und 0°C . Field et al. (2004) postulierten, dass die Temperaturabhängigkeit der Eisteilchen-Anzahlkonzentration über große Temperatur-Skalen inkorrekt sein könnte. Dies liegt anhand der hier getroffenen Vergleiche nahe und hängt vermutlich auch mit den unterschiedlichen Wachstumsregimen bei verschiedenen Temperaturen, wie dem dendritischen Wachstumsbereich zwischen -17°C und -12°C , zusammen.

Abb. 4.27 zeigt die Beziehungen zwischen Temperatur und N_0 bzw. Λ von Brandes et al. (2007). Es ist auffällig, dass die Parametrisierung wesentlich von den Werten zwischen -5°C und 0°C beeinflusst wird, wohingegen Werte aus dem zweiten Wachstumsbereich zwischen

-14° C und -9° C fehlen. Es erscheint also sinnvoll, die Parametrisierung des Zusammenhangs zwischen N_0 und der Temperatur auf verschiedene Temperaturbereiche aufzuteilen. Gleichung 4.6 ist folglich nur eine sinnvolle Parametrisierung im Temperaturbereich zwischen -19° C und -9° C.

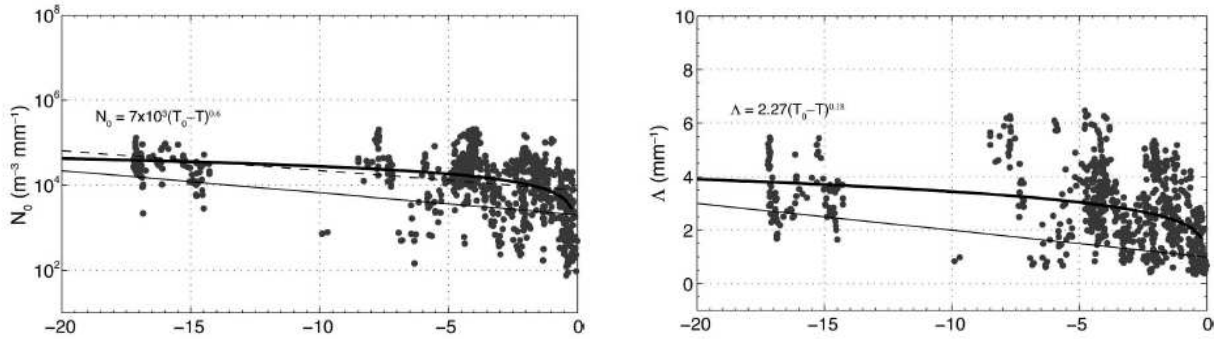


Abbildung 4.27: Konzentrations- und Steigungsparameter aufgetragen gegen die Temperatur aus Brandes et al. (2007); die dicke Linie ist die Parametrisierung von Brandes et al. (2007), die dünne Linie nach Houze et al. (1979); beide Parametrisierungen sind auch in Abb. 4.25 (links) zu sehen.

Mit der Beziehung zwischen Λ_{exp} und der Temperatur verhält es sich ähnlich. Abb. 4.26 (rechts) zeigt im abgebildeten Temperaturbereich Werte von Λ_{exp} zwischen $0,7 \text{ mm}^{-1}$ und 6 mm^{-1} . Hierbei sind mit zunehmender Temperatur systematisch abnehmende Werte von Λ_{exp} zu beobachten:

$$\Lambda_{exp} = 0.54 \exp(-0.0934T) \quad (4.7)$$

Früher gefundene Beziehungen (Ryan, 2000; Heymsfield et al., 2002; Brandes et al., 2007) sind aus den bei den Betrachtungen von N_0 und der Temperatur angegebenen Gründen einer anderen Temperaturspanne flacher. Die Parametrisierung in Gleichung 4.7 ist also nur für den Temperaturbereich zwischen -19° C und -9° C anzuwenden.

Heymsfield et al. (2002) fanden für Temperaturen kleiner als -15° C einen unteren Grenzwert von Λ bei 2 mm^{-1} und eine Abnahme von Λ auf ca. $1,2 \text{ mm}^{-1}$ bis -5° C. Während Lo and Passarelli (1982) eine untere Grenze von Λ aufgrund des Aufbrechens der Teilchen ab einer bestimmten Größe bei ca. 1 mm^{-1} forderten, fanden Mitchell and Heymsfield (2005) einen unteren Grenzwert von Λ bei etwa $0,8 \text{ mm}^{-1}$ aufgrund einschneidender Verlangsamung der Aggregation ab einer bestimmten Größe. Mit nur wenigen Werten unter 2 mm^{-1} bei Temperaturen kleiner als -15° C und ca. $0,7 \text{ mm}^{-1}$ als unterer Schwelle können diese Grenzwerte bestätigt werden.

Abb. 4.28 zeigt nun die Beziehungen zwischen der Temperatur und N_0 (links) bzw. der Temperatur und Λ (rechts) aus dem Gamma-Fit. Mit Werten zwischen $2 * 10^1 \text{ mm}^{-\mu-1} \text{ m}^{-3}$ und $2 * 10^5 \text{ mm}^{-\mu-1} \text{ m}^{-3}$ kann man beinahe über den kompletten berücksichtigten Temperaturbereich starke Streuung von N_{0r} erkennen. Dass die Streuung hier noch stärker ist als im exponentiellen Modell liegt daran, dass mit dem Krümmungsfaktor μ ein weiterer Parameter hinzugekommen ist. Nichtsdestoweniger scheint N_{0r} tendenziell mit abnehmender Temperatur in diesem Bereich leicht zuzunehmen, auch wenn Ryan (2000) und Heymsfield et al. (2002) feststellten, dass N_{0r} nicht systematisch von der Temperatur abhängt. Auch Λ_r ist im untersuchten Temperaturbereich zwischen -19° C und -9° C mit Werten zwischen $0,3 \text{ mm}^{-1}$ und 7 mm^{-1} deutlich stärker gestreut als Λ_{exp} . Dennoch scheint eine Tendenz zu abnehmendem Λ_r mit zunehmender Temperatur erkennbar:

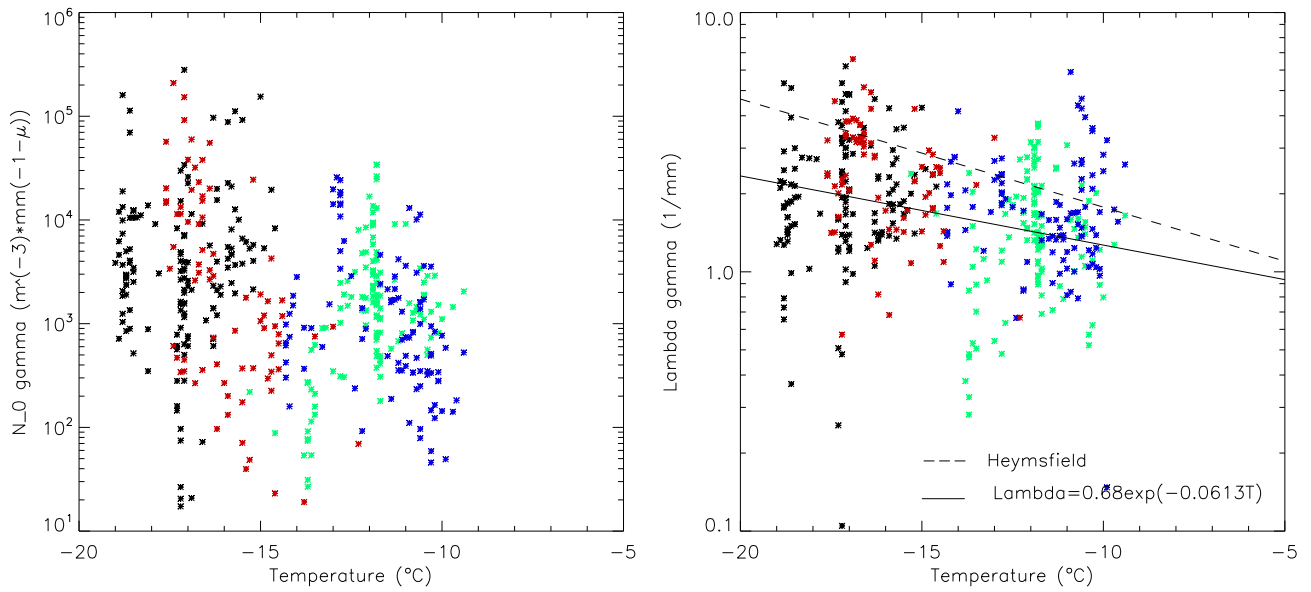


Abbildung 4.28: Beziehungen zwischen der Temperatur und N_0 aus dem Gamma-Fit (links) und der Temperatur und der Steigung Λ des Gamma-Modells (rechts); farbig gekennzeichnet sind wieder die untersuchten Tage: schwarz: 12. Februar 2009; grün: 20. Februar 2009; blau: 19. März 2009; rot: 20. März 2009.

$$\Lambda_{\Gamma} = 0.68 \exp(-0.0613T) \quad (4.8)$$

Der ebenfalls abgebildete Fit von Heymsfield et al. (2002) liegt allgemein bei etwas höheren Werten für negative Temperaturen und entfernt sich bei niedrigeren Temperaturen. Grund hierfür ist wieder, dass Heymsfield et al. (2002) auch den Temperaturbereich von -50°C bis -20°C erfasst haben, welcher tendenziell zu höheren Werten von Λ_{Γ} führt.

4.2.4.4 Die Schneefallrate

Nun sollen Zusammenhänge zwischen der Schneefallrate und den Größenparametern der exponentiellen Verteilung und der Gamma-Verteilung überprüft werden.

In Abb. 4.29 ist jeweils die Schneefallrate gegen N_0 aufgetragen. Hierbei sind die einzelnen Schneefalltage in verschiedenen Farben gekennzeichnet und jeweils mit einem gleichfarbigen Geradenfit versehen. Beide Plots zeigen für jedes Schneeereignis zunehmende Konzentrations-Abschnitts- bzw. Anzahlkonzentrations-Parameter mit zunehmender Schneefallrate (Tab. 4.2). Es ist zu beobachten, dass die Gamma-Verteilung für verschiedenartige Schneeereignisse augenscheinlich universeller ist. So ergibt sich für das Gamma-Modell trotz hoher Streuung für die Messwerte der einzelnen Tage eine deutlich einheitlichere Geradenschar, als das für die exponentielle Verteilung der Fall ist.

Die Schnittpunkte der Geraden mit der Ordinate liegen für $N_{0\Gamma}$ im Mittel etwas niedriger für als $N_{0_{exp}}$ und weisen eine höhere Steigung auf. Für Schneefallraten zwischen $0,03 \frac{\text{mm}}{\text{h}}$ und $12 \frac{\text{mm}}{\text{h}}$ bewegt sich $N_{0_{exp}}$ zwischen $6,5 \cdot 10^1 \text{ m}^{-3}\text{mm}^{-1}$ und $8,5 \cdot 10^4 \text{ m}^{-3}\text{mm}^{-1}$ und $N_{0\Gamma}$ zwischen Werten von $1,7 \cdot 10^1 \text{ m}^{-3}\text{mm}^{-1-\mu}$ und $1,5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}\text{mm}^{-1-\mu}$.

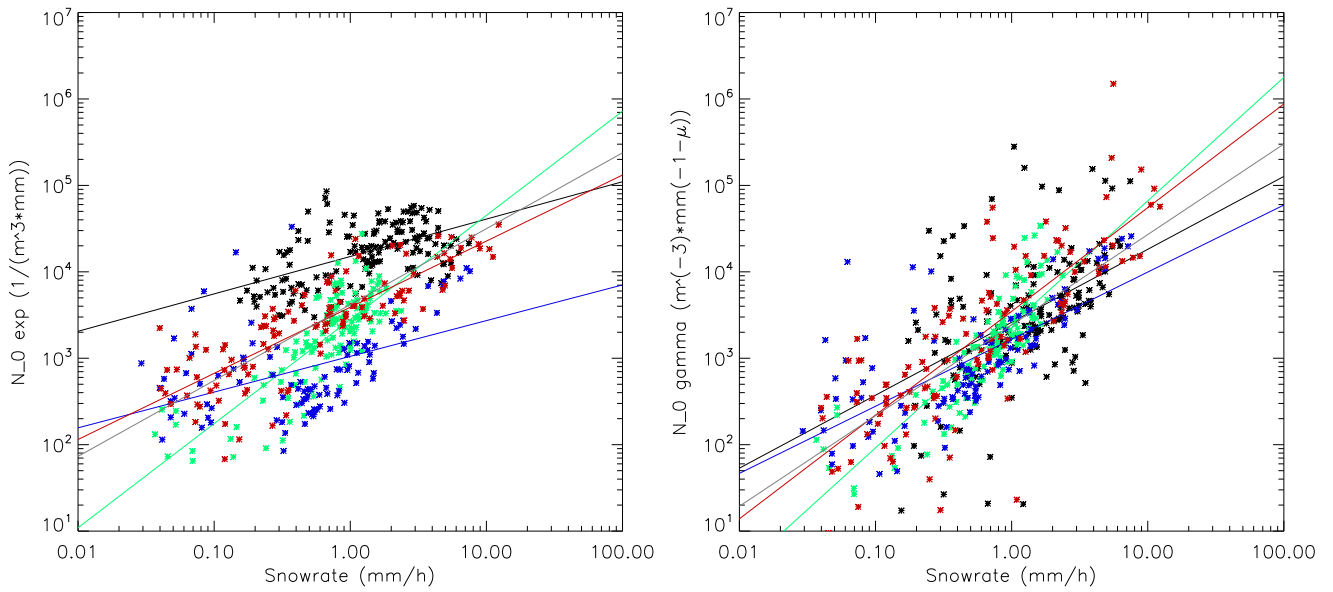


Abbildung 4.29: Beziehungen zwischen der Schneefallrate und N_0 aus dem exponentiellen Fit (links) und der Schneefallrate und N_0 aus dem Gamma-Fit (rechts); farbige gekennzeichnet sind wieder die verschiedenen Schneeevents: schwarz: 12. Februar 2009; grün: 20. Februar 2009; blau: 19. März 2009; rot: 20. März 2009.

Tabelle 4.2: Übersicht über die Parametrisierungen der Zusammenhänge zwischen der Schneefallrate und N_0 .

Datum	Exponentielle Verteilung	Gamma-Verteilung
12. Februar 2009	$\ln(N_0) = 0.43\ln(S) + 9.61$	$\ln(N_0) = 0.84\ln(S) + 7.86$
20. Februar 2009	$\ln(N_0) = 1.20\ln(S) + 7.94$	$\ln(N_0) = 1.42\ln(S) + 7.81$
19. März 2009	$\ln(N_0) = 0.41\ln(S) + 6.95$	$\ln(N_0) = 0.77\ln(S) + 7.41$
20. März 2009	$\ln(N_0) = 0.76\ln(S) + 8.26$	$\ln(N_0) = 1.19\ln(S) + 8.15$
Alle Ereignisse	$\ln(N_0) = 0.87\ln(S) + 8.33$	$\ln(N_0) = 1.04\ln(S) + 7.79$

Zum besseren Vergleich mit Ergebnissen von Brandes et al. (2007) sind die Zusammenhänge aus Abb. 4.29 in Abb. 4.30 noch einmal semilogarithmisch dargestellt, wobei Messwerte mit Temperaturen unter -15°C blau, Messwerte mit Temperaturen über -15°C rot und Messwerte, zu denen keine Temperatur bekannt ist, grau abgebildet sind. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die beiden Kurven einen unterschiedlichen Verlauf haben, wobei in beiden Arbeiten das Gros der Messwerte bei kleinen Schneefallraten zu finden ist und der Verlauf der Kurve hin zu größeren Schneefallraten nur von sehr wenigen Messwerten gestützt wird. Die Anpassung von Brandes et al. (2007) resultiert aus deutlich mehr sehr hohen Werten für N_0 für kleine Schneefallraten ($S < 2 \frac{\text{mm}}{\text{h}}$), welche in dieser Arbeit fast komplett fehlen. Dies lässt die Vermutung zu, dass die Ergebnisse stark von der Auswahl der Beispiele und deren meteorologischen Bedingungen abhängig sind. Anzuführen wären hier wieder verschiedene Temperaturbereiche. Die Temperaturen liegen in den Untersuchungen dieser Arbeit ziemlich gleichmäßig verteilt zwischen -19°C und -9°C , wohingegen 80 % der Werte bei Brandes et al. (2007) bei Temperaturen größer als -5°C gemessen wurden. Ein Punkt, der hier wohl auch erheblichen Einfluss hat, ist die Einschränkung des Größenbereichs der Partikel durch Abschneiden der Verteilungen für kleine Durchmesser. In dieser Arbeit wur-

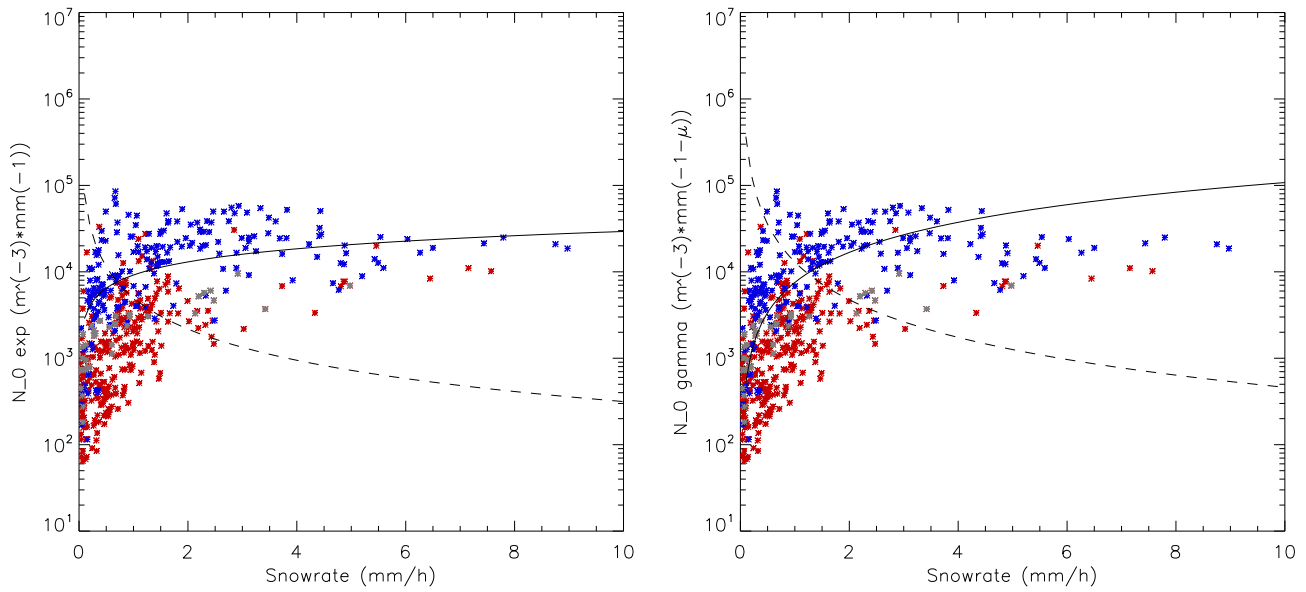


Abbildung 4.30: Beziehungen zwischen der Schneefallrate und N_0 aus dem exponentiellen Fit (links) und der Schneefallrate und N_0 aus dem Gamma-Fit (rechts); zu beachten ist, dass nur die Ordinate logarithmisch ist; farbig gekennzeichnet sind verschiedene Temperaturbereiche: blau: $T < -15^\circ \text{C}$; rot: $T > -15^\circ \text{C}$; grau: keine Temperaturangabe; die durchgezogene Linie ist die Anpassung an die Messwerte, die gestrichelte Linie eine Parametrisierung von Brandes et al. (2007).

den nur Teilchen verwendet deren volumen-äquivalenter Durchmesser größer als 0,5 mm ist. Diese untere Grenze wurde gewählt, um zum Einen der beschränkten Auflösung des 2DVD (ca. 0,2 mm) gerecht zu werden, zum Anderen um Verfälschungen durch Wind, welche bei kleinen Teilchen noch deutlich größer sind, als bei großen Teilchen, zu verkleinern.

Brandes et al. (2007) schneiden die Verteilungen erst bei einer unteren Grenze von 0,1 mm ab, was bei den Windverhältnissen auf der Zugspitze nur wenig sinnvoll wäre. Diese kleinen Durchmesser haben starken Einfluss auf die Werte von N_0 . So führen diese hohen Konzentrationen für kleine Durchmesser häufig zu höheren Werten für $N_{0_{exp}}$. Aufgrund der Möglichkeit zur Krümmung ist dieser Effekt bei der Gamma-Verteilung noch stärker zu erkennen als bei der exponentiellen Verteilung, was die stärkere Aufwölbung der Kurve von Brandes et al. (2007) für N_{0r} nach oben erklärt.

4.2.4.5 Die vertikal integrierte Reflektivität

Da gerade sehr große Partikel erheblichen Einfluss auf die Radar-Reflektivität haben, ist es interessant, den Zusammenhang zwischen der vertikal integrierten Reflektivität und dem mittleren maximalen Durchmesser der Teilchen zu untersuchen (Abb. 4.31, links). Im Gegensatz zur Korrelation zwischen der Wolkendicke und dem mittleren maximalen Durchmesser der Partikel (Kapitel 4.2.3) lässt sich hier ein Zusammenhang ableiten. Je größer die mittlere maximale Dimension der Teilchen ist, desto größer ist auch die vertikal integrierte Reflektivität:

$$Z_{int} = 25.7 \ln(D) + 4.2 \quad (4.9)$$

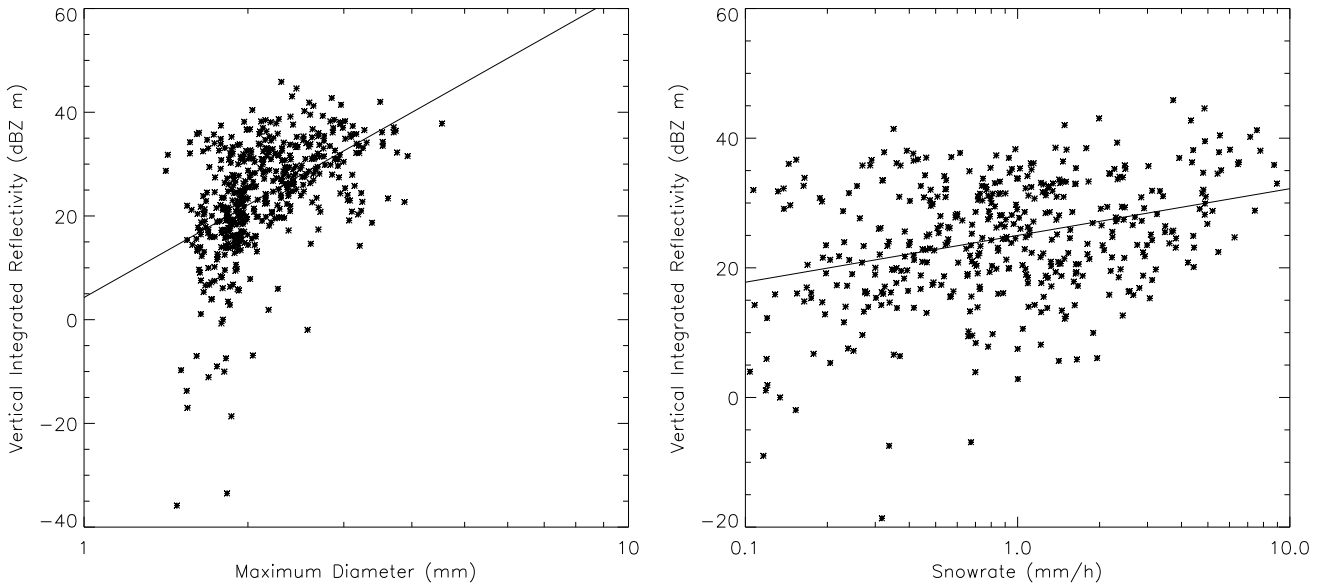


Abbildung 4.31: Beziehungen zwischen dem maximalen Durchmesser und der vertikal integrierten Reflektivität (links) und der Schneefallrate und der vertikal integrierten Reflektivität (rechts); zu beachten ist jeweils die logarithmische Abszisse.

Vergleichbare Studien zu diesem Zusammenhang konnten nicht gefunden werden.

Eine ähnliche Korrelation kann zwischen der Schneefallrate und der vertikal integrierten Reflektivität gefunden werden. So geht eine zunehmende Schneefallrate mit zunehmender vertikal integrierter Reflektivität einher:

$$Z_{int} = 3.13 \ln(S) + 24 \quad (4.10)$$

Diese Abhängigkeit (Abb. 4.31, rechts) ist jedoch nicht so stark wie die Verknüpfung des mittleren maximalen Durchmessers und der vertikal integrierten Reflektivität (Abb. 4.31, links). Dies könnte daran liegen, dass die Reflektivität gerade von den größten Teilchen stark beeinflusst wird, diese jedoch aufgrund abnehmender Dichte mit zunehmender Partikel-Größe nicht den größten Einfluss auf die Schneefallrate haben. Für die Schneefallrate ist vor allem die Anzahlkonzentration ausschlaggebend.

Die relativ große Streuung in den beiden Plots ist wohl auch den unterschiedlichen Messorten geschuldet. So entstammen die Daten der Schneefallrate und des mittleren maximalen Durchmessers den in-situ-Messungen mit dem 2DVD und die Daten der vertikal integrierten Reflektivität den Fernerkundungs-Messungen mit dem Wolkenradar. Es ist also davon auszugehen, dass die Daten des Wolkenradars sowohl einen zeitlichen, als auch einen örtlichen Versatz zu den Daten des Distrometers aufweisen, da die Partikel mit den gemessenen Reflektivitäten erst einige Zeit später und durch Windversatz wohl auch etwas lokal verschoben am Boden ankommen. Jedoch brachte eine zeitliche Verschiebung der 2DVD-Daten keine Verbesserung der Ergebnisse. Eine örtliche Verschiebung war nachträglich nicht möglich.

Kapitel 5

Ausgewählte Parametrisierungen

In diesem Kapitel sollen mögliche Parametrisierungen anhand des exponentiellen Modells gezeigt werden. Diese können für die Repräsentation der Mikrophysik in numerischen Modellen und für Streurechnungen in Radar-Simulations-Algorithmen verwendet werden. Hierfür werden gefundene Zusammenhänge zwischen den Größenparametern der exponentiellen Verteilung und der Schneefallrate bzw. der Temperatur verwendet.

5.1 Parametrisierung anhand der Schneefallrate

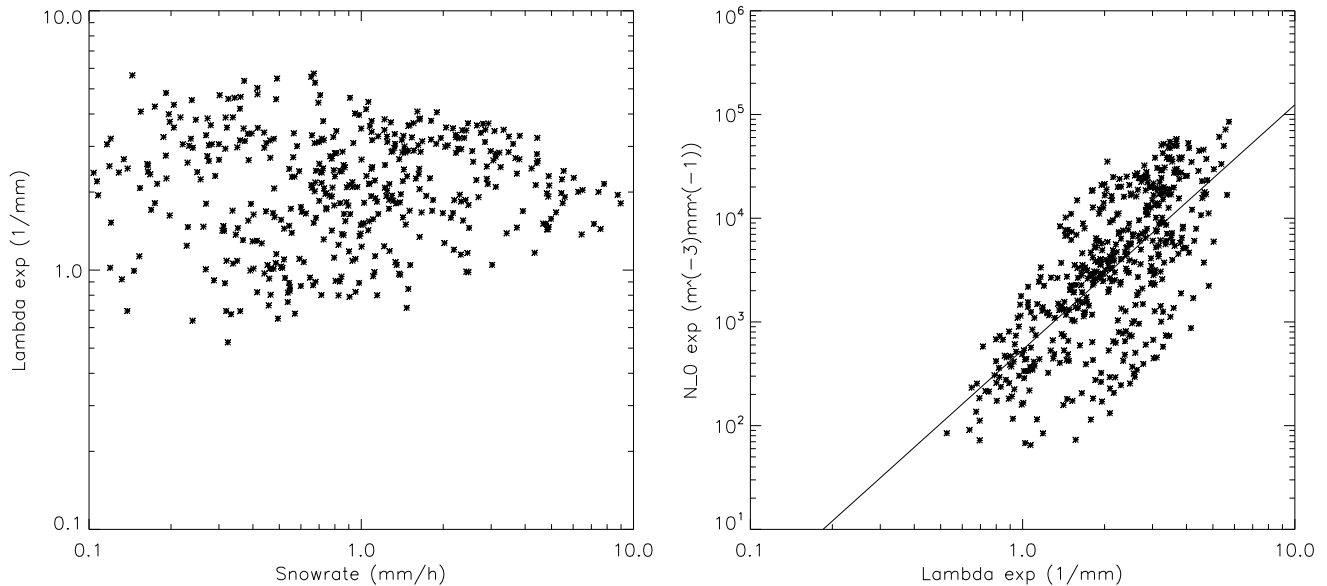


Abbildung 5.1: Beziehungen zwischen der Schneefallrate und dem Steigungsparameter Λ (links) und dem Steigungsparameter Λ und dem Anzahl-Konzentrations-Parameter N_0 (rechts) aus dem exponentiellen Modell.

In Kapitel 4.2.4.4 wurde der Zusammenhang zwischen der Schneefallrate S und dem Konzentrations-Abschnittsparameter N_0 diskutiert. Aus Tabelle 4.2 ist bekannt:

$$\ln(N_0) = 0.87\ln(S) + 8.33 \quad (5.1)$$

Da zwischen der Schneefallrate und dem Steigungsparameter Λ kein eindeutiger Zusammenhang gefunden werden kann (Abb. 5.1, links), muss dieser alternativ abgeleitet werden. In Abbildung 5.1 (rechts) ist Λ logarithmisch gegen N_0 aufgetragen. Hier kann ein eindeutiger Zusammenhang von zunehmendem N_0 mit größer werdendem Λ gefunden werden.

$$\ln(N_0) = 2.36\ln(\Lambda) + 6.28 \quad (5.2)$$

Mithilfe von Gleichung 5.2 und des Zusammenhangs von S und N_0 (Gl. 5.1) kann die Abhängigkeit von Λ und S berechnet werden.

$$2.36\ln(\Lambda) + 6.28 = 0.87\ln(S) + 8.33 \quad (5.3)$$

$$\Rightarrow \ln(\Lambda) = 0.37\ln(S) + 0.87 \quad (5.4)$$

Nun können also die Parameter der exponentiellen Größenverteilung für verschiedene Schneefallraten bestimmt und die exponentiellen Verteilungen so parametrisiert werden. Diese Parametrisierung gilt für den verwendeten Temperaturbereich zwischen -19° C und -9° C .

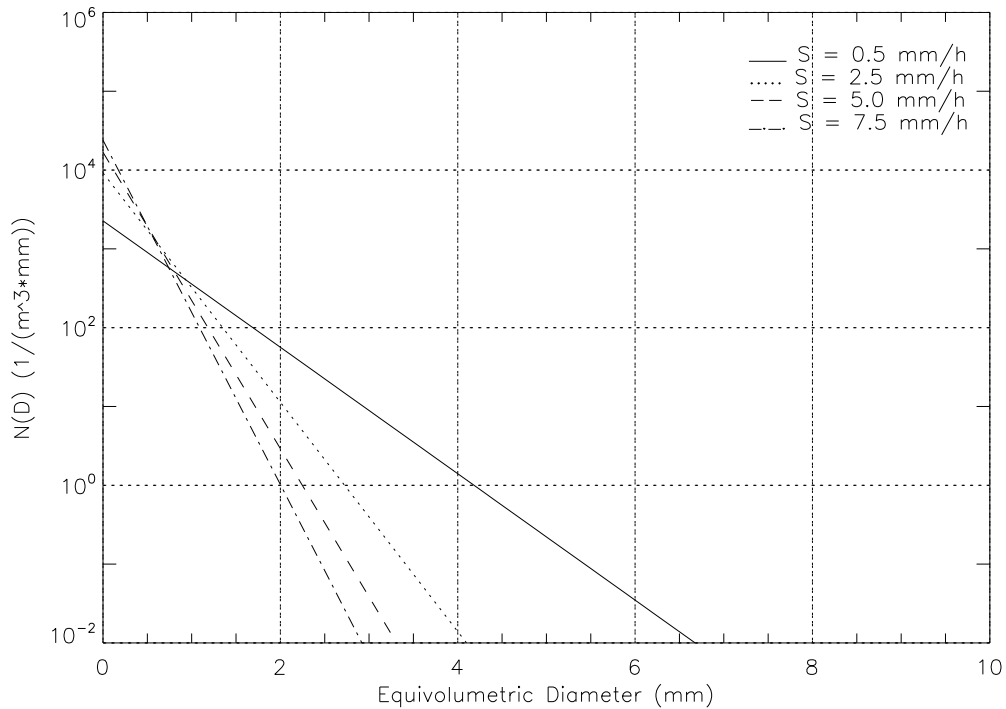


Abbildung 5.2: Parametrisierungen exponentieller Größenverteilungen in Abhängigkeit von verschiedenen Schneefallraten.

Die Parametrisierungen in Abbildung 5.2 zeigen, dass kleine Schneefallraten zu flacheren Verteilungen mit relativ niedrigen Werten von N_0 und Λ führen und zunehmende Schneefallraten in steiler werdenden Verteilungen mit kleineren Durchmessern aber höheren Anzahlkonzentrationen resultieren. Das mag auf den ersten Blick überraschend sein, da man bei

großen Flocken intuitiv hohe Schneefallraten erwarten könnte. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass die Dichte von Schneeflocken mit zunehmender Partikelgröße abnimmt und die Schneefallrate nicht das Volumen der Schneeflocken wiedergibt, sondern das Flüssig-Äquivalent. Berücksichtigt man all dies, ist einleuchtend, dass hohe Konzentrationen relativ kleiner Teilchen wesentlich höhere Schneefallraten verursachen, als kleinere Konzentrationen relativ großer Teilchen.

Sekhon and Srivastava (1970) verwendeten für ihre Parametrisierung den Durchmesser der eingeschmolzenen Schneeflocken:

$$N_0 = 2500S^{-0.94} \quad [mm^{-1}m^{-3}] \quad (5.5)$$

$$\Lambda = 2.29S^{-0.45} \quad [mm^{-1}] \quad (5.6)$$

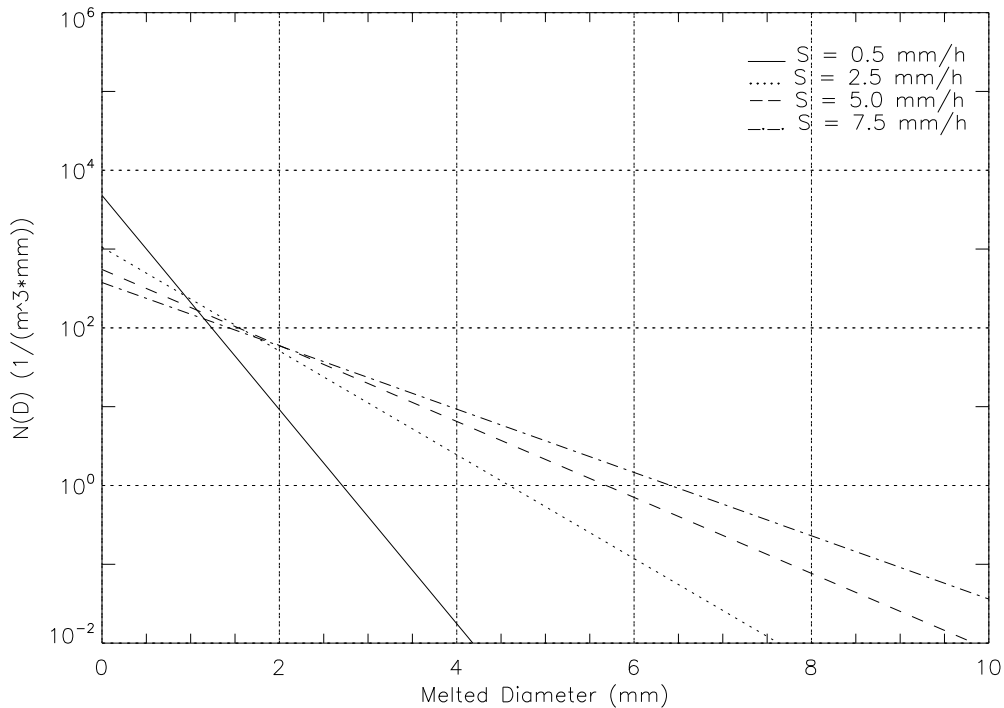


Abbildung 5.3: Parametrisierungen exponentieller Größenverteilungen in Abhängigkeit von verschiedenen Schneefallraten nach Sekhon and Srivastava (1970).

Aufgrund des nun anders definierten Durchmessers, nämlich als Durchmesser der Wassertropfen resultierend aus den geschmolzenen Schneeflocken, liefern bei Sekhon and Srivastava (1970) größere Tropfenvolumina erhebliche Beiträge zur Schneefallrate. Dies erklärt den genau entgegengesetzten Trend von flacheren Verteilungen mit größeren Durchmessern für hohe Schneefallraten (Abb. 5.3). Eine einfache Berechnung des Durchmessers der geschmolzenen Schneeflocken aus dem volumen-äquivalenten Durchmesser für eine bessere Vergleichbarkeit war nicht möglich, da die Dichte nicht gemessen wurde.

Entscheidend für die Betrachtung und vor allem für die Vergleichbarkeit verschiedener Arbeiten über Schnee ist also eine genaue Beachtung des verwendeten Durchmessers.

5.2 Parametrisierung anhand der Temperatur

Die Zusammenhänge zwischen der Temperatur und den Größenparametern der exponentiellen Verteilung wurden in Kapitel 4.2.4.3 diskutiert. Anhand der Gleichungen 4.6 und 4.7 kann die exponentielle Größenverteilung in Abhängigkeit von der Temperatur parametrisiert werden (Abb. 5.4). In diese Parametrisierung fließen alle Schneefallraten mit ein, wobei der Großteil kleiner als $2 \frac{mm}{h}$ war.

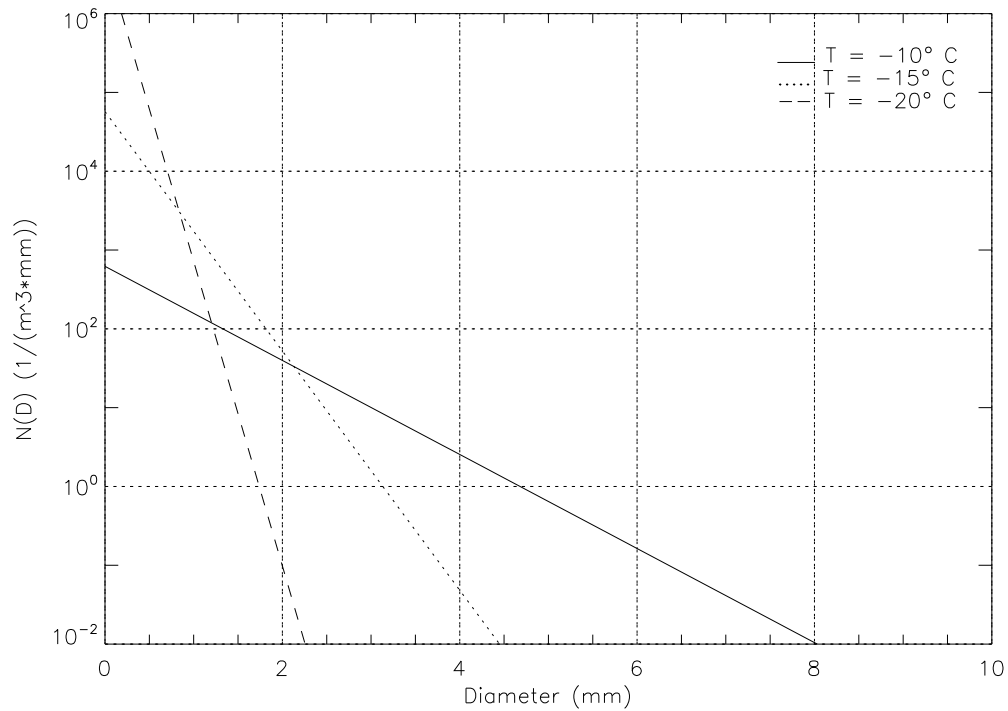


Abbildung 5.4: Parametrisierungen exponentieller Größenverteilungen in Abhängigkeit von verschiedenen Temperaturen.

Die Parametrisierungen zeigen, dass für die hier verwendeten Schneefallraten höhere Temperaturen zu flacheren Verteilungen und der Tendenz zu größeren Teilchen führen. Aufgrund von zunehmender Aggregation mit ansteigenden Temperaturen und des zusätzlichen dendritischen Wachstumsbereiches bestätigt dies die Erwartungen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Schnee ist sehr komplex und tritt in vielen verschiedenen Formen auf. So variieren die Formen in Abhängigkeit von der Temperatur zwischen Säulen, Plättchen, Dendriten und Nadeln, wobei diese den Boden nur selten so erreichen, sondern meist in noch komplexeren Aggregaten ankommen. Diese Komplexität der Schneeflocken führt zu etlichen Problemen. Die Wechselwirkung dieser Partikel mit Strahlung ist sehr diffizil, was zu erheblichen Schwierigkeiten in der Fernerkundung führt.

Des Weiteren gibt es keine eindeutige Definition für den Durchmesser von Schneeflocken. In dieser Arbeit wurde meist ein sogenannter volumen-äquivalenter Durchmesser (auch *equi-volumetric diameter*) verwendet. Oftmals wird aber auch die maximale Ausdehnung der Partikel, der maximale Durchmesser einer umfassenden Ellipse, der Durchmesser des umfassenden Kreises oder auch der Durchmesser der eingeschmolzenen Schneeflocke verwendet. Dies stellt ein erhebliches Problem vor allem für die Vergleichbarkeit von Ergebnissen verschiedener Arbeiten dar.

Das 2D-Video-Distrometer, welches einem Großteil der verwendeten Daten zugrunde liegt, ist für die Beschreibung der Mikrophysik von Schnee gut geeignet, da es ein ausreichend aufgelöstes zweidimensionales Bild einer jeden Schneeflocke liefert. Sehr wichtig für die Qualität der Daten ist allerdings, gute Auswahlkriterien festzulegen, weil die für Regen konzipierte Matching-Routine für die Zuordnung der beiden Kamera-Bilder für Schnee bisweilen versagt und nicht selten zu Mis-Matching führt.

Das Parsivel ist für Schnee hingegen weniger geeignet, da es jedes Teilchen als Kugel approximiert. Dies stellt für Regen eine gute Näherung dar, für Schnee jedoch nicht. Vor allem für die Bestimmung der Fallgeschwindigkeit von gefrorenen Hydrometeoren stellt diese Approximation ein großes Problem dar (Rustemeier, 2008).

Zur Beschreibung der Partikel-Größenverteilungen von Schnee wurden zwei verschiedene Modelle angewendet, das exponentielle Modell und das Gamma-Modell. Hier stellt das einfachere, zweiparametrische exponentielle Modell eine ausreichend gute Näherung dar, sofern der Mittelungszeitraum größer als ca. 5 Minuten ist bzw. die Teilchenzahl über 1000 Partikel liegt. Das Gamma-Modell kann für bestimmte Bedingungen ein besseres Ergebnis liefern, ist aber aufgrund eines dritten Parameters, des Krümmungsparameters μ , auch komplexer. Da die Werte von μ bei der Gamma-Verteilung meist nahe bei Null liegen (Abb. 4.19), ist das exponentielle Modell für Schnee wohl ausreichend.

Zwischen den untersuchten Formparametern für Schnee, der Rauigkeit und dem Aspektverhältnis, konnte kein eindeutiger Zusammenhang gefunden werden. Jedoch können leichte Temperaturabhängigkeiten dieser beiden Parameter festgestellt werden. Schneeflocken neigen zu niedrigeren Aspektverhältnissen bei zunehmenden Temperaturen. Im untersuchten Temperaturbereich zwischen -19°C und -9°C werden die Partikel also mit zunehmenden Temperaturen unregelmäßiger. Dies deckt sich mit Ergebnissen von Korolev and Isaac (2003). Im gleichen Temperaturbereich können die Rauigkeiten der Teilchen mit ansteigender Temperatur größer werden, müssen aber nicht.

Ein intuitiv zu erwartender einfacher Zusammenhang zwischen der Mächtigkeit einer Wolkenschicht und den mittleren maximalen Durchmessern der Schneeflocken besteht so nicht. Vielmehr spielen wohl weitere Faktoren wie die Temperatur, die Feuchte oder Vertikalbewegungen eine entscheidende Rolle.

Im Temperaturbereich zwischen -17°C und -12°C wurde ein Wachstumsbereich für Schneeflocken gefunden, der nicht auf zunehmender Klebrigkeit der Teilchen basiert. Vielmehr ist die Aggregation in diesem Bereich darauf zurückzuführen, dass hier der Anteil an Dendriten zunimmt und diese deutlich stärker dazu neigen, sich zu verhaken als andere Partikelformen. Dieser dendritische Wachstumsbereich konnte sowohl aus zunehmenden mittleren maximalen Durchmessern, als auch aus zunehmendem median volume diameter mit ansteigender Temperatur abgeleitet werden und steht in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen von Hobbs et al. (1974). Aufgrund dieser verschiedenen Aggregations- und Wachstumsbereiche ist, wie auch schon in der Hypothese von Field et al. (2004) gefordert, eine Parametrisierung von Größenverteilungen über große Temperaturbereiche nicht unproblematisch. Womöglich würden Modell-Parametrisierungen bessere Ergebnisse liefern, wenn man sie mit Rücksicht auf die einzelnen Wachstumsbereiche auf kleinere Temperaturintervalle aufteilen würde. Zwischen -19°C und -9°C zeigen die Parametrisierungen der Partikel-Größenverteilungen in Abhängigkeit von der Temperatur flachere Verteilungen mit geringeren Teilchenkonzentrationen und größeren Partikeln für höhere Temperaturen.

Im Gegensatz zu einigen anderen Arbeiten (z.B. Brandes et al., 2007) wurden in den hier untersuchten Fällen größer werdende Anzahlkonzentrations- und Konzentrations-Abschnitts-Parameter N_0 bei zunehmenden Schneefallraten gefunden. Da die Ergebnisse dieses Zusammenhangs meist sehr stark von Messwerten bei kleinen Schneefallraten abhängig sind (siehe Abb. 4.30) und von nur sehr wenigen Werten bei hohen Schneefallraten gestützt werden, ist dieser Zusammenhang jedoch mit Vorsicht zu betrachten. Nimmt die Schneefallrate zu, liegt dies meist an größer werdenden Anzahlkonzentrationen und nur selten an größer werdenden Teilchen. Dies ist dadurch bedingt, dass die Schneefallrate nicht auf das Volumen der Schneeflocken, sondern auf das Flüssigwasser-Äquivalent bezogen ist und die Dichte von Schneeflocken mit zunehmender Größe abnimmt.

Die exakte Dichte von Schneeflocken ist jedoch von vielen Faktoren abhängig (z.B. Riming) und stellt einen großen Unsicherheitsfaktor dar. Sie kann nur näherungsweise in Abhängigkeit vom Partikel-Durchmesser bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde hierfür die Näherung von Brandes et al. (2007) verwendet.

Parametrisierungen von Partikel-Größenverteilungen in Abhängigkeit von der Schneefallrate führen zu steileren Verteilungen mit höheren Konzentrationen kleinerer Teilchen für höhere Schneefallraten.

Die in dieser Arbeit gefundenen Zusammenhänge einzelner Parameter können in Radarsimulatoren eingebaut werden und einen Beitrag zu besserem Verständnis und ausgereifterer

Interpretation von Ergebnissen von Radarsystemen leisten. In der Numerischen Wettervorhersage und in Klimamodellen müssen viele physikalische Prozesse berücksichtigt werden, die sehr kleinskalig sind und von den Modellen nicht explizit aufgelöst werden können. Hierzu zählt beispielsweise Turbulenz in der Luft oder eben die Bildung von Regentropfen oder Eiskristallen. Für die Beschreibung des Einflusses dieser kleinskaligen Prozesse auf die großskaligen Abläufe müssen deshalb näherungsweise Parametrisierungen gefunden werden. Da gerade Parametrisierungen für die Mikrophysik von Schnee und Eis noch sehr unbefriedigend sind, können die in dieser Arbeit gefundenen Zusammenhänge hier zu einer Verbesserung beitragen.

Literaturverzeichnis

2-D Video-Distrometer User's Manual: 2002.

Barthazy, E. and Schefold, R.: 2006, Fall velocity of snowflakes of different riming degree and crystal types, *Atmos. Res.* **82**, 391–398.

Brandes, E., Ikeda, K., Zhang, G., Schönhuber, M. and Rasmussen, R.: 2007, A statistical and physical description of hydrometeor distributions in colorado snowstorms using a video disdrometer, *J. Appl. Met.* **46**, 634–650.

Ellis, T., L'Ecuyer, T., Haynes, J. and Stephens, G.: 2009, How often does it rain over the global oceans? The perspective from cloudsat, *Geophys. Res. Letters* **36**.

Field, P., Hogan, R., Brown, P., Illingworth, A., Choularton, T. and Cotton, R.: 2004, Parametrization of ice particle size distributions for mid-latitude stratiform cloud, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **1**, 1–22.

Gunn, K. and Marshall, J.: 1958, The distribution with size of aggregate snowflakes, *J. Meteor.* **15**, 452–461.

Görsdorf, U., Bauer-Pfundstein, M. and Engelbart, D.: 2007, Betrieb eines Ka-Band-Radars zur kontinuierlichen Ableitung von Wolkenparametern, *Hamburg DACH*.

Hanesch, M.: 1999, *Fall Velocity and Shape of Snowflakes*, PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology.

Hauser, D., Amayenc, P., Nutten, B. and Waldteufel, P.: 1984, A new optical instrument for simultaneous measurement of raindrop diameter and fall speed distributions, *J. Atmos. Oceanic Technol.* **1**, 256–269.

Heymsfield, A.: 2003, Properties of tropical and midlatitude ice cloud particle ensembles. Part II: Applications for mesoscale and climate models, *Journal of the Atmospheric Sciences* **60**, 2592–2611.

Heymsfield, A., Bansemer, A., Field, P., Durden, S., Stith, J., Dye, J., Hall, W. and Grainger, A.: 2002, Observations and parameterizations of particle size distributions in deep tropical cirrus and stratiform precipitating clouds: Results from in situ observations in TRMM field campaigns, *Journal of the Atmospheric Sciences* **59**, 3457–3491.

Hobbs, P., Chang, S. and Locatelli, J.: 1974, The dimensions and aggregation of ice crystals in natural clouds, *J. Geophys. Res.* **79**(15), 2199–2206.

Hosler, C. and Hallgren, R.: 1960, The aggregation of small ice crystals, *Discuss. Faraday Soc.* **30**, 200–207.

- Hosler, C., Jensen, C. and Goldshlak, P.: 1957, On the aggregation of ice crystals to form snow, *J. Meteor.* **14**, 415–420.
- Houze, R., Hobbs, P., Herzegh, P. and Parsons, D.: 1979, Size distributions of precipitation particles in frontal clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences* **36**, 156–162.
- Kneifel, S., Löhnert, U., Battaglia, A., Crewell, S. and Siebler, D.: 2010, Snow scattering signals in ground based passive microwave radiometer measurements, *J. Geophys. Res.* . (in press).
- Korolev, A. and Isaac, G.: 2003, Roundness and aspect ratio of particles in ice clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences* **60**, 1795–1808.
- Kruger, A. and Krajewski, W.: 2002, Two-dimensional video disdrometer: A description, *J. Atmos. Oceanic Technol.* **19**, 602–617.
- Langleben, M.: 1954, The terminal velocity of snow aggregates, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **80**, 174–181.
- Libbrecht, K.: 2005, The physics of snow crystals, *Reports on Progress in Physics* **68**, 855–895.
- Liu, G.: 2008, A database of microwave single-scattering properties for nonspherical ice particles, *Bull. Amer. Met. Soc.* .
- Lo, K. and Passarelli, R.: 1982, The growth of snow in winter storms: An airborne observational study, *Journal of the Atmospheric Sciences* **39**(4), 697–706.
- Locatelli, J. and Hobbs, P.: 1974, Fall speeds and masses of solid precipitation particles, *J. Geophys. Res.* **79**, 2185–2197.
- Löffler-Mang, M. and Joss, J.: 2001, An optical disdrometer for measuring size and velocity of hydrometeors, *J. Atmos. Oceanic Technol.* **17**, 130–139.
- Marshall, J. and Palmer, W.: 1948, The distribution of raindrops with size, *J. Meteor.* **5**, 165–166.
- Melchionna, S., Bauer, M. and Peters, G.: 2008, A new algorithm for the extraction of cloud parameters using multipeak analysis of cloud radar data - first application and preliminary results, *Meteor. Zeitschrift* **17**, 613–620.
- Mitchell, D. and Heymsfield, A.: 2005, Refinements in the treatment of ice particle terminal velocities, highlighting aggregates, *Journal of the Atmospheric Sciences* **62**, 1637–1644.
- Nakaya, U.: 1954, Snow crystals: Natural and artificial, *American Journal of Physics* **22**, 573–573.
- Ohtake, T.: 1969, Observations of size distributions of hydrometeors through the melting layer, *Journal of the Atmospheric Sciences* **26**, 545–557.
- OTT: 2007, *Bedienungsanleitung: Present Weather Sensor Parsivel*, OTT MESSTECH-NICK GmbH. Dokumentnummer: 56.551.003.B.D 01-0505.
- Rinehardt, R.: 2006, *Radar for Meteorologists*, Rinehardt Publications.

- Rose, T., Crewell, S., Löhnert, U. and Simmer, C.: 2005, A network suitable microwave radiometer for operational monitoring of the cloudy atmosphere, *Atmos. Res.* **75**(3), 183–200.
- Rustemeier, E.: 2008, *Snow measurement with disdrometers*, Master’s thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.
- Ryan, B.: 2000, A bulk parameterization of the ice particle size distribution and the optical properties in ice clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences* **57**, 1436–1451.
- Schönhuber, M., Lammer, G. and Randeu, W.: 2008, *Precipitation: Advances in Measurement, Estimation and Prediction*, Michaelidis, S.
- Schönhuber, M., Urban, H., Poiares Baptista, J., Randeu, W. and Riedler, W.: 1994, Measurements of precipitation characteristics by a new distrometer, *In Proceedings of Atmospheric physics and dynamics in the analysis and prognosis of precipitation fields*, Rome, Italy.
- Seifert, A. and Beheng, K.: 2006, A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed phase clouds. Part 1: Model description, *Meteorology and atmospheric physics* **92**(1–2), 45–66.
- Sekhon, R. and Srivastava, R.: 1970, Snow size spectra and radar reflectivity, *Journal of the Atmospheric Sciences* **27**, 299–307.
- Stephens, G., Vane, D., Boain, R., Mace, G., Sassen, K., Wang, Z., Illingworth, A., O’Connor, E., Rossow, W., Durden, S., Miller, S., Austin, R., Benedetti, A., Mitrescu, C. and Team, C. S.: 2002, The cloudsat mission and the A-train, *Bull. Amer. Met. Soc.* **83**(12), 1771–1790.
- Turner, D., Löhnert, U., Cadeddu, M., Crewell, S. and Vogelmann, A.: 2008, Modifications to the water vapor continuum in the microwave suggested by ground-based 150 GHz observations, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* .
- Uijlenhoet, R. and Stricker, J.: 1999, A consistent rainfall parameterization based on exponential raindrop size distribution, *Journal of Hydrology* **218**, 101–127.
- Ulbrich, C.: 1983, Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution, *J.-Climate Appl. Met.* **22**, 1764–1775.
- Vivekanandan, J., Zhang, G. and Brandes, E.: 2004, Polarimetric radar estimators based on a constrained gamma drop size distribution model, *J. Appl. Met.* **43**, 217–230.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Oberpfaffenhofen, 11. Februar 2010

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Personen beigetragen.

Ich möchte mich zuerst bei Herrn Professor Dr. Ulrich Schumann, Herrn Professor Dr. George Craig und Herrn Dr. Thomas Gerz bedanken, dass sie mir ermöglicht haben, dieses Thema am Institut für Physik der Atmosphäre am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Oberpfaffenhofen (DLR) zu bearbeiten.

Des Weiteren gilt mein Dank Herrn Professor Dr. Bernhard Mayer für das Interesse an meiner Arbeit.

Besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Dr. Martin Hagen für die bereitwillige Beantwortung vieler Fragen, für Anregungen und Hilfestellungen, aber auch für konstruktive Kritik, die für das Gelingen dieser Arbeit entscheidend war.

Auch bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. Ulrich Löhnert, Herrn Dr. Alessandro Battaglia und Elke Rustemeier für die Hilfe beim Einstieg in das Thema und bei der Konkretisierung der Arbeit.

Ganz besonderer Dank gilt hier vor allem Stefan Kneifel für die sehr hilfreichen und zielführenden Gespräche an entscheidenden Punkten dieser Arbeit.

Vielen Dank auch an Patrick Tracksdorf und Jens Reimann für die bereitwillige Beantwortung aller Fragen, sowohl fachlicher, als auch technischer Natur.

Danken möchte ich auch meinen Zimmerkollegen Sebastian Bretl und Paul Brüser und allen anderen Mitarbeitern der Abteilung Wolkenphysik und Verkehrsmeteorologie für die sehr angenehme Atmosphäre, die das Arbeiten wesentlich erleichtert hat.

Vielen Dank auch an Kirstin Kober, Dennis Stich, Jennifer Engl und meine Eltern für die sehr hilfreiche Korrektur der Arbeit und an alle Anderen, die sich für mein Thema interessiert und mich bei der Bearbeitung unterstützt haben.